

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE HURAUX

MAÎTRE-ASSISTANT A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER

1^{re} THÈSE

**Contribution à l'étude
des propriétés électriques du papier métallisé**

2^e THÈSE

Double boucle dans le cycle d'hystérésis diélectrique du titanate de baryum

Soutenues le 15 Juin 1962 devant la Commission d'Examen

MM. GRANIER, *Professeur à la Faculté*

JOUTY, *Professeur à la Faculté*

FALGUEIRETTES, *Professeur à la Faculté*

OLMER, *Directeur de l'Ecole Supérieure d'Electricité*

Président.

} *Examineurs*

MONTPELLIER
IMPRIMERIE DE LA CHARITÉ
(Pierre-Rouge)

—
1962

Contribution à l'étude
des propriétés électriques
du papier métallisé

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES
PAR

CLAUDE HURAU

MAÎTRE-ASSISTANT A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER

1^{re} THÈSE

**Contribution à l'étude
des propriétés électriques du papier métallisé**



2^e THÈSE

Double boucle dans le cycle d'hystérésis diélectrique du titanate de baryum

Soutenues le 15 Juin 1962 devant la Commission d'Examen

MM. GRANIER, *Professeur à la Faculté*

JOUTY, *Professeur à la Faculté*

FALGUEIRETTES, *Professeur à la Faculté*

OLMER, *Directeur de l'Ecole Supérieure d'Electricité*

Président.

} *Examineurs*

MONTPELLIER
IMPRIMERIE DE LA CHARITÉ
(Pierre-Rouge)

1962

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

FACULTÉ DES SCIENCES

MM.

<i>Doyen</i>	B. CHARLES, Mathématiques pures.
<i>Assesseurs</i>	R. JOUTY, Physique. I. ASSENMACHER, Physiologie animale.
<i>Doyen honoraire</i>	P. MATHIAS, Zoologie et Biologie Générale.
<i>Professeurs honoraires</i>	R. JACQUES, M. CASTERAS, E. CARRIERE, E. TURRIERE, J. SOULA, G. DENIZOT.
<i>Professeurs titulaires</i> ...	M. MOUSSERON, Chimie. L. EMBERGER, Botanique. C. BOUHET, Physique. P. MATHIAS, Zoologie et Biologie Générale. P. CHATELAIN, Minéralogie et Cristallographie. Mlle O. TUZET, Zoologie et Biologie Générale. Mlle G. CAUQUIL, Chimie. J. GRANIER, Physique. J. SALVINIEN, Chimie-Physique. G. COUCHET, Mécanique Supérieure. Mlle A.-M. VERGNOUX, Physique. P. SILBER, Chimie minérale. J. AVIAS, Géologie. P. VIELES, Chimie. J. RABINOVITCH, Physique. E. KAHANE, Chimie biologique. J.-J. MOREAU, Mécanique rationnelle. J. MOTTE, Botanique. C. CHALIN, Physique.
<i>Professeurs sans chaire</i> ...	Mme J. CHARLES, Mathématiques. R. JACQUIER, Chimie. Mlle de POUCQUES, Botanique. R. LAFONT, Physique. P. MURAOUR, Géophysique appliquée.
<i>Maîtres de Conférences</i> ...	J. FALGUEIRETTES, Minéralogie. L. EUZET, Zoologie. C. ROUMIEU, Mathématiques. J. PERETTI, Physique. M. MATTAUER, Géologie. P. CAILLON, Physique. J. REMY, Géologie. G. TOURNE, Chimie minérale. H. ANDRILLAT, Astronomie. Mme VERNET-CORNUBERT, Biologie animale. A. BONNET, Botanique. P. DEMANGEON, Géologie. E. GROUBERT, Physique. H. CHRISTOL, Chimie. Mme LAFON, Mathématiques. J. ROUZAUD, Chimie. Mme COLSON-GUASTALLA, Biologie physico-chimique. J.-P. LAFON, Mathématiques. A. STEINER, Psycho-physiologie. G. LAMATY, Chimie. C. DELOUPY, Physique. L. GRAMBAST, Botanique. A. MARTINEAU, Mathématiques.
<i>Chargé d'enseignement</i> ...	M. LEFRANC, Mathématiques.
<i>Secrétaire principal</i>	E. SIAU.

A MA MEILLEURE COLLABORATRICE :

MA FEMME.

A MA MÈRE

A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR GRANIER

Hommage de ma respectueuse gratitude.

AVANT-PROPOS

Avant de commencer l'exposé de ce travail, je veux rendre hommage à celui qui en a été l'inspirateur et le guide, mon maître : Monsieur le Professeur GRANIER. L'estime que lui témoignent de hautes personnalités scientifiques atteste sa qualité de savant ; de nombreux lecteurs ont fait leurs délices de ses exposés remarquables de clarté sur des sujets souvent ardu, mais qu'il sait présenter sous une forme toujours attrayante ; enfin ses nombreux étudiants apprécient son enseignement net et convaincant. Il semblerait difficile d'ajouter autre chose à l'éloge d'un homme si unanimement apprécié. Pourtant, sa modestie dût-elle en souffrir, je ne peux passer sous silence ses qualités profondément humaines : d'une patience sans limite et d'une souriante bonté, Monsieur le Professeur GRANIER, en plus de précieuses directives scientifiques, m'a toujours prodigué ses encouragements et son soutien. Je voulais lui témoigner publiquement ma reconnaissance.

Monsieur le Professeur JOUTY m'a souvent fait profiter de ses conseils et c'est avec un réel intérêt, très précieux pour moi, qu'il a suivi les développements de cet ouvrage, poussant l'amabilité jusqu'à mettre à ma disposition son matériel de recherche. De tout cela, je ne saurais trop le remercier.

Monsieur le Professeur FALGUEIRETTES m'a amicalement dirigé dans les recherches concernant la structure cristallographique du métal déposé. Son expérience et son dynamisme nous ont permis d'obtenir nos résultats ; qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

Monsieur le Professeur OLMER m'a fait le grand honneur de s'intéresser à ce travail. Il nous a fait le plaisir de s'arracher, pour quelques heures, à ses nombreuses occupations à Paris pour être aujourd'hui parmi nous. Je tiens à lui exprimer, en même temps que ma profonde admiration, ma sincère reconnaissance.

Je remercie en regrettant de ne pouvoir le faire avec plus de détail, mes collègues pour la collaboration qu'ils ont bien voulu m'apporter (il serait cependant injuste de ne pas citer ici Madame PETRUS, Mademoiselle LATOUR et Monsieur LAMATY). Enfin je rends hommage au dévouement et à la compétence du personnel technique qui m'a toujours aidé efficacement.

INTRODUCTION

Le papier à l'état sec, est un excellent isolant. Sa résistivité et sa rigidité diélectrique sont très élevées, sa constante diélectrique est importante et son angle de pertes en courant alternatif fort réduit. Par ailleurs, il possède d'excellentes qualités mécaniques, il peut être produit en très grandes quantités et enfin il est relativement bon marché ; aussi ne faut-il pas s'étonner que l'industrie l'utilise comme diélectrique dans la plupart des condensateurs.

De nombreuses études ont déjà été effectuées sur le papier dont on connaît assez bien le comportement, mais il reste encore beaucoup à faire sur la manière de l'utiliser et c'est de ce côté que nous avons orienté nos recherches.

Les condensateurs du type classique sont constitués, en principe, par deux minces feuilles d'aluminium constituant les électrodes et séparées par du papier imprégné d'huile ou de pyralène.

Une précaution s'impose cependant : malgré toutes les précautions prises au cours de sa fabrication, une mince feuille de papier contient par-ci par-là, quelques parcelles conductrices constituées par exemple soit par de la rouille qui s'est détachée des canalisations de lavage, soit par des grains de charbon provenant de la suie des cheminées. On ne peut donc pas, sous peine de claquage immédiat, constituer un condensateur avec une seule de ces feuilles en contact direct avec les électrodes ; aussi en superpose-t-on généralement deux, en espérant que deux parcelles conductrices appartenant à des feuilles différentes n'aurent pas la malchance de coïncider.

Précisons les ordres de grandeur : pour chaque feuille, le nombre de parcelles conductrices est de l'ordre de 100 par mètre carré et la surface de chacune de ces parcelles excède rarement 0,1 mm². Pour un condensateur de quelques microfarads nécessitant une surface de l'ordre du mètre carré, la probabilité d'un court-circuit franc au moment de la fabrication vaut seulement :

$$0,1 \times \frac{\frac{2}{100}}{10^6} = 10^{-4}$$

C'est-à-dire qu'elle est pratiquement négligeable. Le procédé qui consiste à utiliser deux feuilles de papier superposées permet donc d'une manière satisfaisante de supprimer les inconvénients dus à la présence de parcelles conductrices.

Cependant cette manière d'opérer conduit évidemment à un gaspillage de papier en même temps qu'à une augmentation de l'encombrement des condensateurs. Aussi, à l'heure actuelle, envisage-t-on une autre solution qui utilise une seule couche de papier métallisé, c'est-à-dire de papier recouvert, par pulvérisation sous vide, d'une mince pellicule métallique. Lorsqu'on met pour la première fois sous tension un condensateur ainsi équipé, des claquages se produisent aussitôt aux points défectueux, mais la chaleur dégagée par ces claquages volatilise la couche métallique dans les environs immédiats des défauts : ceux-ci seront désormais entourés d'une auréole circulaire de papier non métallisé et, demeurant ainsi isolés du reste du condensateur, ils ne présenteront plus aucun inconvénient. Le même phénomène se reproduira, en service normal, si pour une raison quelconque, un défaut vient à apparaître dans le diélectrique ; les condensateurs au papier métallisé sont donc, en principe, autocicatrisants, avantage qui se cumule avec celui d'un encombrement réduit.

L'adoption du papier métallisé entraîne deux conséquences immédiates :

1^o) Une feuille de papier n'a pas une épaisseur rigoureusement constante en tous ses points. Constituée par un entrelacement de fibres incomplètement colmaté par de la cellulose plus ou moins dégénérée, elle présente toujours, même après calandrage une surface extrêmement irrégulière. Si on la métallisait dans cet état, la pellicule métallique obtenue serait elle-même fort irrégulière, elle présenterait des parties proéminentes qui pénétreraient profondé-

ment à l'intérieur du papier, et y produiraient des concentrations anormales du champ électrique qui favoriseraient le claquage. Aussi, pour régulariser le profil de la pellicule métallique, est-on amené à recouvrir le papier, avant métallisation, d'une légère couche de vernis, à l'acéto-butyraté de cellulose par exemple. Pour fixer les idées, les épaisseurs sont de l'ordre de 8 microns pour le papier, de 0,3 micron pour la couche de vernis et de 0,07 micron pour la pellicule métallique. Et comme, en principe, le papier métallisé doit être imprégné, on ne peut le métalliser que d'un seul côté, le vernis étant généralement imperméable au liquide d'imprégnation.

2°) Par suite de sa très faible épaisseur, la couche métallique présente une résistance ohmique élevée de l'ordre de 50 Ohms par mètre linéaire pour une bande de 3 centimètres de largeur. Elle est par conséquent le siège de pertes de Joule non négligeables, proportionnelles au carré de l'intensité qui circule dans le condensateur et par suite au carré de la fréquence d'alimentation. Même en multipliant le nombre des arrivées de courant dans le condensateur, on ne pourra donc utiliser celui-ci que pour des fréquences relativement basses.

Les condensateurs au papier métallisé ont déjà donné lieu à quelques publications : mais celles-ci présentent toujours un caractère nettement industriel ; leurs auteurs s'intéressent surtout à la réduction de volume qu'on peut en attendre, au choix de la tension de service, ou au bruit de fond qu'ils peuvent provoquer dans les installations téléphoniques. Nous avons pensé qu'il serait bon, au contraire, d'envisager la question du point de vue purement scientifique, en s'intéressant tout spécialement aux phénomènes physiques qui ont leur siège dans le condensateur, sans se préoccuper des applications industrielles.

Pour nous rendre compte de l'importance des différents facteurs et accessoirement pour éliminer définitivement ceux qui s'étaient montrés négligeables, nous avons multiplié les mesures de tout ordre. Peut-être même pourrait-on avoir l'impression, au premier abord, que nous en avons exagéré le nombre. Nous ne pensons pas mériter ce reproche car si, pour déterminer la valeur d'une résistance idéale ou d'un condensateur parfait, une seule mesure suffit, il ne faut pas oublier que notre condensateur au papier métallisé est un ensemble complexe que l'on ne peut schématiser à outrance et qui évolue avec le temps. Il est donc prudent, si l'on veut mesurer une de ses propriétés, d'opérer de plusieurs manières différentes et de vérifier par recoupements si le résultat obtenu est réellement une caractéristique du condensateur étudié.

Nous avons divisé notre étude en trois parties principales :

Dans le chapitre I, nous étudions les propriétés intrinsèques du papier utilisé ; dans le chapitre II, c'est du dépôt métallique que nous nous occupons ; enfin dans les derniers chapitres, nous étudions le claquage du papier métallisé et son influence sur les caractéristiques du condensateur.

Nous tenons à remercier tout spécialement la Société BOLLORE qui nous a fourni du papier métallisé et la Société SIRE qui nous a approvisionné en condensateurs au papier métallisé imprégnés suivant les techniques industrielles.

CHAPITRE I

LE PAPIER

Du point de vue électrique, un papier est caractérisé par une constante diélectrique, un angle de perte si l'on opère en alternatif et une résistance de fuite si c'est du courant continu que l'on utilise. Nous avons étudié successivement ces différents éléments.

1^o) RÉSISTANCE DE FUTES

A) Montage utilisé

La mesure d'une résistance par la méthode de comparaison utilise en principe le montage de la figure 1.



FIG. 1. — Mesure d'une résistance de fuites inconnue R par comparaison à une résistance étalon r .

A : autotransformateur variable.

B : redresseur et filtre.

G : galvanomètre.

On lit les déviations du galvanomètre lorsqu'on introduit successivement dans le circuit la résistance étalon r puis la résistance

inconnue R. Le rapport de ces déviations, compte tenu de la valeur du facteur de sensibilité, permet de calculer immédiatement la résistance inconnue R.

Ce dispositif donne généralement de bons résultats. Toutefois lorsque la résistance de fuites du condensateur étudié était considérable, une difficulté se présentait : le spot du galvanomètre était alors animé de tremblotements dus aux irrégularités de la tension du secteur. Le calcul permet facilement d'en préciser l'ordre de grandeur.

Si l'on appelle U la tension du réseau, le courant permanent de fuite a pour valeur U/R ; mais toute variation accidentelle ΔU de la tension fait circuler en outre dans le condensateur C une quantité d'électricité $C \Delta U$ qui produit une elongation supplémentaire : $C \cdot \Delta U \cdot 2\pi/T$, en appelant T la période d'oscillation du galvanomètre. Le rapport entre cette elongation parasite et la déviation normale vaut donc :

$$\rho = \frac{C \cdot \Delta U \cdot 2\pi \cdot R}{T \cdot U} = \frac{2\pi}{T} \cdot C R \cdot \frac{\Delta U}{U}$$

Pour notre régulateur, travaillant sur sa charge optimale, la variation relative de tension $\Delta U/U$ était garantie inférieure à 0,5 % ; la période T était de 10 secondes. Admettant que toute lecture devient illusoire si la valeur du rapport ρ dépasse 1/3 nous devons avoir la relation :

$$\frac{1}{3} = \frac{2\pi}{10} \times C R \times \frac{1}{200} \text{ soit sensiblement } C R = 100. \text{ Or nous avons}$$

eu à étudier le plus souvent des condensateurs pour lesquels la constante de temps atteignait jusqu'à 10^4 secondes. Dans ce cas, nous avons été obligés de remplacer le dispositif d'alimentation par une batterie d'accumulateurs.

L'humidité de l'air, en se condensant sur les isolants, nous a également créé quelques ennuis ; nous en sommes venus à bout par un chauffage convenable et quelques blocs de chaux vive. L'isolement de notre montage s'est toujours montré supérieur à $5 \cdot 10^{12}$ Ohms.

B) Influence de l'humidité du papier

Les mesures, même les plus grossières, effectuées sur un échantillon de papier, montrent que sa résistivité dépend essentiellement de son *degré d'humidité*.

A l'intérieur du papier, l'humidité n'est pas à l'état libre comme s'il s'agissait d'un simple mélange, car la chaleur d'absorption de la

vapeur d'eau par la cellulose sèche est supérieure de 50 % environ à la chaleur de condensation de l'eau. Aussi cette eau est-elle très difficile à éliminer, fût-ce par chauffage sous vide, et la question se pose même de distinguer entre l'eau simplement adsorbée par les fibres et l'eau de constitution de la cellulose.

Pour essayer de préciser cette différence, quelques chercheurs ont déjà fait, pendant un chauffage progressif sous pression réduite, une analyse soignée des gaz expulsés par la pompe. Au début de l'opération, ceux-ci sont principalement constitués par de l'air faiblement chargé de vapeur d'eau ; puis le taux d'humidité augmente régulièrement jusqu'à atteindre environ 100 %. Toutefois, si l'on continue de pomper assez longtemps à chaud, il apparaît du gaz carbonique et le rapport CO_2/OH_2 augmente progressivement pour tendre ensuite vers une limite. Il semble raisonnable de penser qu'à partir de ce moment-là, l'humidité physiquement adsorbée a complètement disparu et que la vapeur d'eau recueillie provient de la pyrolyse de la cellulose ; on a obtenu le maximum de siccité.

Compte tenu des expériences précédentes, nos papiers quand ils devaient être imprégnés étaient auparavant chauffés sous vide, jusqu'à obtention d'une résistance pratiquement constante, aux environs de 100 °C ; une température supérieure aurait risqué de produire un début de carbonisation. Voici à titre d'exemple la marche d'une opération de séchage avant une imprégnation effectuée à 105 °C sous une pression de 3 mm de mercure pour un condensateur ayant séjourné pendant une semaine dans une atmosphère à 75 % d'humidité.

Temps	Résistance
0	20 mégohms
6 mn	1800 »
12 mn	4000 »
30 mn	9000 »
1 heure	11000 »
2 »	13500 »
3 »	14000 »
4 »	14500 »
10 »	15500 »

Il convient donc d'attendre plusieurs heures avant de réaliser une imprégnation satisfaisante.

Quant aux papiers non imprégnés, l'expérience nous a montré qu'il convenait de les stocker dans de grands flacons garnis de chaux vive. Par ailleurs tous les condensateurs, imprégnés ou non, étaient toujours, même pendant les essais, conservés en présence de chaux vive dans des récipients hermétiques ; en outre, pendant les mesures d'isolement, ils étaient suspendus par les fils de connexion à un couvercle en plexiglass soigneusement ajusté.

C) Influence de la tension

Si la résistance $R = U/I$ d'un fil métallique est indépendante de la tension de mesure, il n'en est pas de même de la résistance de fuites d'un condensateur (qu'il soit ou non au papier métallisé). C'est qu'en effet dans un condensateur il y a généralement, lorsqu'on s'approche de la tension de claquage, des phénomènes de préclaquage qui s'accompagnent déjà d'un certain courant. Il en résulte que le rapport $R=U/I$ décroît avec la tension et c'est pourquoi, lorsque nous avons eu à mesurer des résistances de fuites nous avons opéré toujours sous une tension bien définie.

Nous avons été quelque peu gênés par l'absorption diélectrique, c'est-à-dire que le courant de mesure dans le galvanomètre dépendait non seulement de la tension actuellement appliquée au condensateur, mais aussi de toutes les tensions précédentes. Pour diminuer cet inconvénient lorsque nous recherchions l'influence de la tension, nous avons été conduits à opérer toujours par tensions croissantes, jamais par tensions décroissantes. En outre, entre chaque mesure on appliquait au condensateur une tension égale et de signe contraire à celle qu'on venait d'utiliser, mais pendant un temps légèrement plus court.

Nous avons effectué les mesures sur trois types de condensateurs :

Condensateurs au papier ordinaire imprégné (pour servir de témoin) ;

Condensateurs au papier métallisé et imprégné de modèle commercial ;

Bobines crues ; on appelle ainsi les rouleaux de papier métallisé non imprégnés, coupés aux dimensions voulues et destinés à devenir, après imprégnation, shoopage des connexions et moulage dans une résine imperméable, des condensateurs commerciaux. Les propriétés des bobines crues sont donc celles du papier métallisé lui-même.

a) Voici d'abord quelques résultats (fig. 2) pour une bobine crue à la température de 20 °C. Nous ne sommes pas descendus au-dessous de 90 Volts car nous pensons qu'un rapport de tension de 1 à 5 est suffisamment probant pour le phénomène étudié ; nous nous

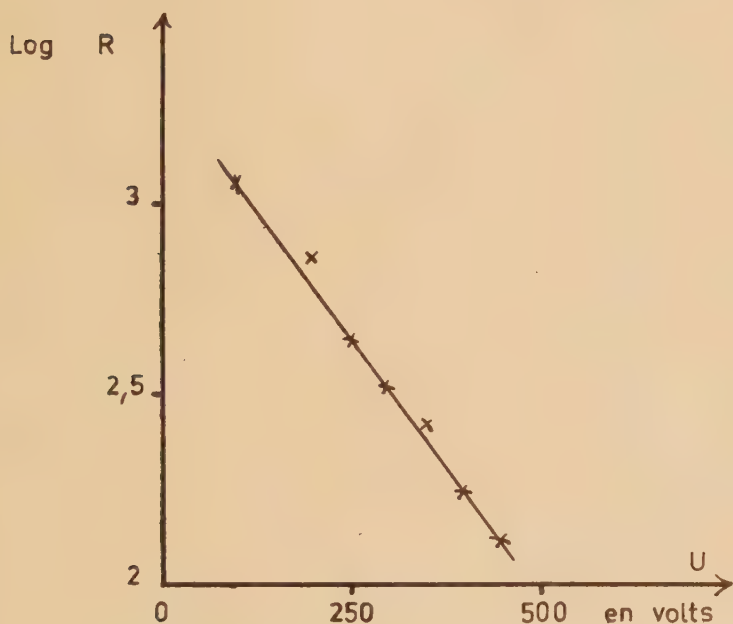


FIG. 2. — Le logarithme de la résistance de fuites d'une bobine crue (papier métallisé non imprégné) décroît linéairement en fonction de la tension de mesure.

sommes arrêtés à 450 Volts car des claquages commençaient à se produire :

U en Volts ...	100	200	250	300	350	400	450
R en mégohms	1200	720	450	335	255	180	135
Log R	3,08	2,86	2,65	2,52	2,41	2,25	2,12

b) Nous avons ensuite étudié la résistance d'isolement de condensateurs au papier métallisé imprégné d'un modèle commercial. Voici nos résultats (fig. 3) pour un condensateur de 0,1 microfarad, tension de service 250 Volts continus, température 20°C :

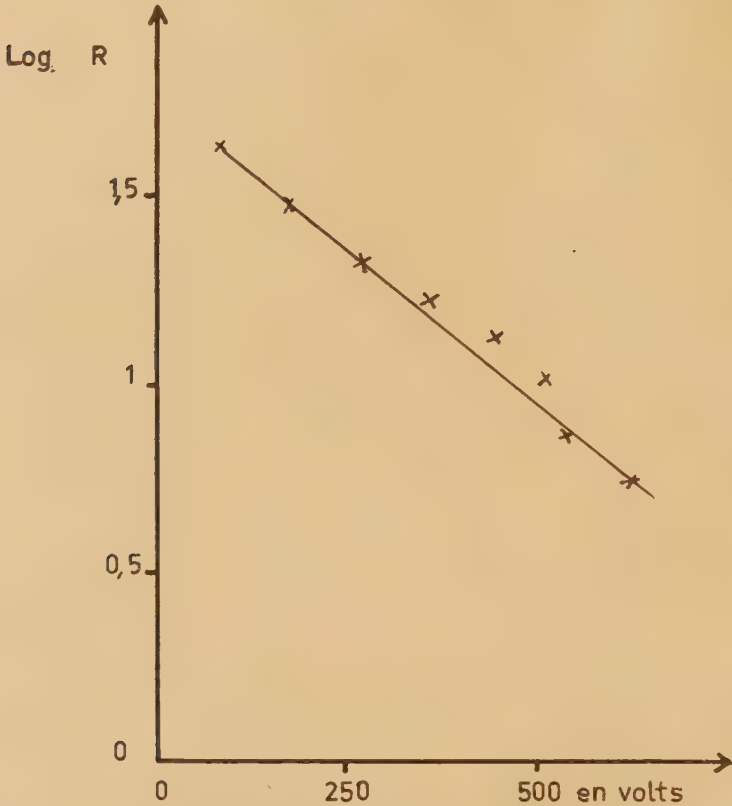


FIG. 3. — Pour un condensateur au papier métallisé de type commercial, la résistance de fuites décroît exponentiellement en fonction de la tension appliquée.

U en Volts ...	90	180	270	360	450	510	550	640
R en mégohms	44	31,3	20,9	16,3	12,9	10,4	7,6	5,6
Log R	1,64	1,49	1,32	1,21	1,11	1,02	0,88	0,75

Nous nous sommes arrêtés à 640 Volts, car à ce moment-là de petits claquages se produisaient et risquaient d'endommager le galvanomètre.

Pour un autre condensateur de fabrication plus récente de 0,1 microfarad, tension de service 250 Volts continu, température 20 °C, la résistance d'isolement était bien meilleure et nous avons été gênés par l'absorption diélectrique, de sorte qu'il nous a fallu prolonger

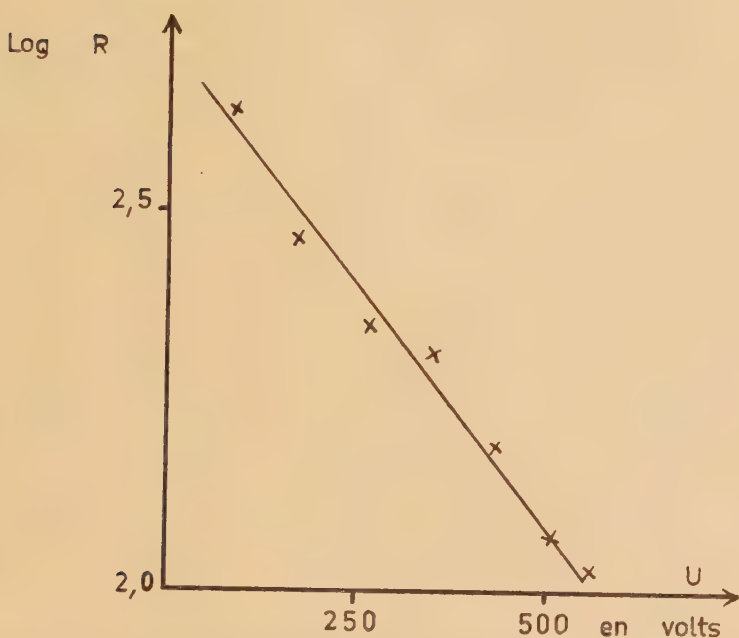


FIG. 4. — Pour un condensateur commercial au papier métallisé de très bonne qualité, le logarithme de la résistance de fuites diminue encore linéairement quand la tension de mesure augmente.

jusqu'à 5 minutes le temps de mise sous tension avant lecture. Voici nos résultats (fig. 4) :

U en Volts	90	170	260	350	435	510	550
R en milliers de mégohms	430	290	227	206	154	116	108
Log R	2,63	2,46	2,35	2,31	2,19	2,07	2,03

A 640 Volts, de petites secousses au galvanomètre signalaient la présence de claquages.

c) Enfin nous avons recommencé les mesures avec un condensateur au papier ordinaire non métallisé mais imprégné. A condition de le choisir de bonne qualité et sous conditionnement étanche, on obtient une valeur assez constante de la résistance d'isolement. Pour

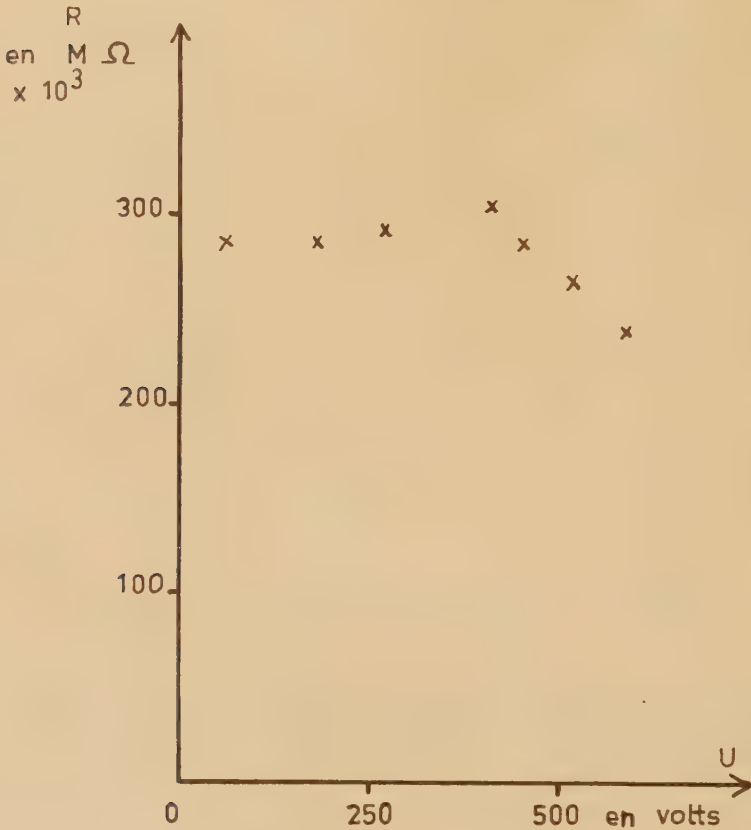


FIG. 5. — A titre de comparaison, voici les variations de la résistance de fuites d'un condensateur au papier imprégné non métallisé : nous n'y retrouvons pas la même loi de variation.

un condensateur sans boîtier de verre de 0,1 microfarad, tension de service 500 Volts continu, température 20°C, voici nos résultats (fig. 5) :

U en Volts	90	180	270	360	450	515	590
R en milliers de mégohms	287	287	293	305	289	266	240

En conclusion :

La résistance d'isolement d'un condensateur au papier ordinaire imprégné et non métallisé (cas **c**) est sensiblement indépendante de la tension d'essai.

Par contre la résistance d'un condensateur au papier métallisé (cas **b**) baisse rapidement quand on élève la tension appliquée, le logarithme de la résistance étant une fonction linéaire de cette tension, et ceci même lorsqu'on a affaire à un échantillon de très bonne qualité. Cette propriété, que l'on retrouve également pour les bobines crues (cas **a**) semble être caractéristique du papier métallisé.

Nous pensons qu'elle provient du fait que, entre les trous provoqués par les claquages antérieurs et les armatures métallisées qui les entourent, subsistent des îlots métalliques plus ou moins pulvérulents qui, pour des tensions élevées, facilitent le passage du courant.

D) Influence de la température

La conductibilité électrique du papier est due à la présence d'impuretés conductrices. Sous l'influence du champ électrique, celles-ci tendent à se déplacer vers les électrodes, leur déplacement est toutefois freiné par la viscosité interne du milieu.

Or, on sait que cette viscosité varie en sens inverse de la température absolue, suivant une loi exponentielle de la forme :

$$\eta = \eta_0 \exp (- A/T)$$

Il en résulte que la résistance de fuites doit quand la température augmente décroître suivant une loi également exponentielle. Voici par exemple les résultats que nous avons obtenus pour une bobine crue (non imprégnée). Nous nous étions placés dans des conditions bien définies de tension (360 Volts continus) et nous avons fait nos

Résistance R en Ohms	Log R	Température Celsius	1/T absolue $\times 10^5$
95 000	4,978	— 25 °C	405
68 000	4,833	— 20 °C	395
38 000	4,580	— 15 °C	386
26 000	4,415	— 10 °C	380
15 700	4,196	— 5 °C	372
11 200	4,049	0 °C	366
5 620	3,750	+ 10 °C	353
2 440	3,387	+ 20 °C	341

lectures au bout de 5 minutes en prenant encore la précaution d'appliquer entre les mesures, pendant un temps un peu plus court, une tension égale et de polarité inverse.

La fig. 6 montre qu'entre $+20^{\circ}\text{C}$ et -25°C la courbe représentant $\text{Log } R$ en fonction de $1/T$ est bien une droite.

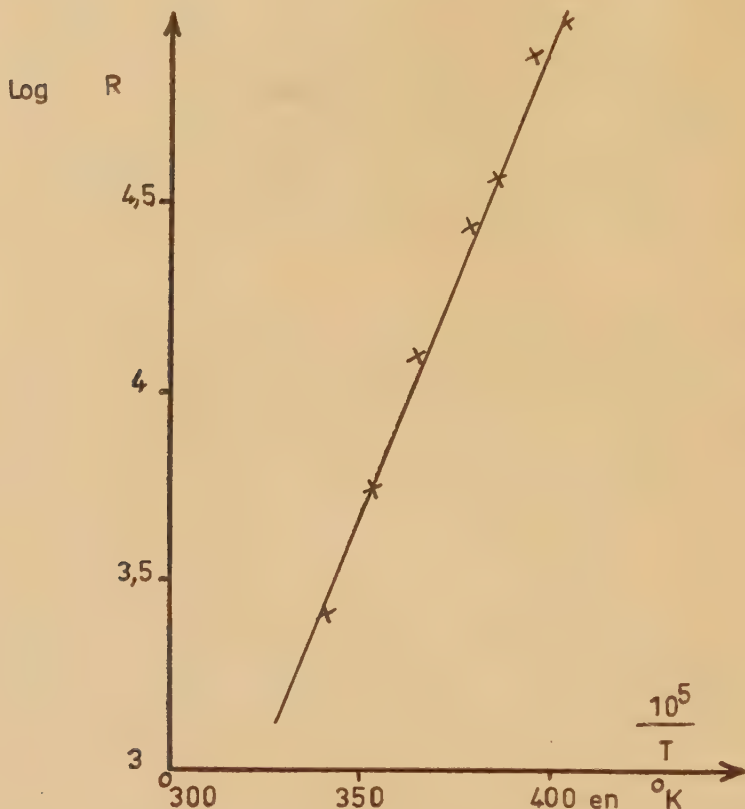


FIG. 6. — Variation du logarithme de la résistance d'isolement d'une bobine crue (papier métallisé non imprégné) en fonction de l'inverse de la température absolue.

Pour un condensateur au papier métallisé imprégné, nous avons fait des mesures analogues. Tension utilisée 260 Volts continus. Durée de chaque mesure 5 minutes. Après chaque mesure on appliquait pendant 4 minutes une tension inverse de même valeur.

Résistance R	Log R	Temp. Celsius	1/T absolue $\times 10^5$
321 000	5,507	— 20 °C	395
258 000	5,412	— 15 °C	387
194 000	5,288	— 10 °C	380
96 500	4,985	— 5 °C	373
69 000	4,839	0 °C	366
42 000	4,629	+ 5 °C	359
39 600	4,598	+ 9 °C	354
13 000	4,114	+ 20 °C	341
11 300	4,053	+ 23 °C	338

La courbe $\log R = f(1/T)$ est encore une droite (fig. 7).

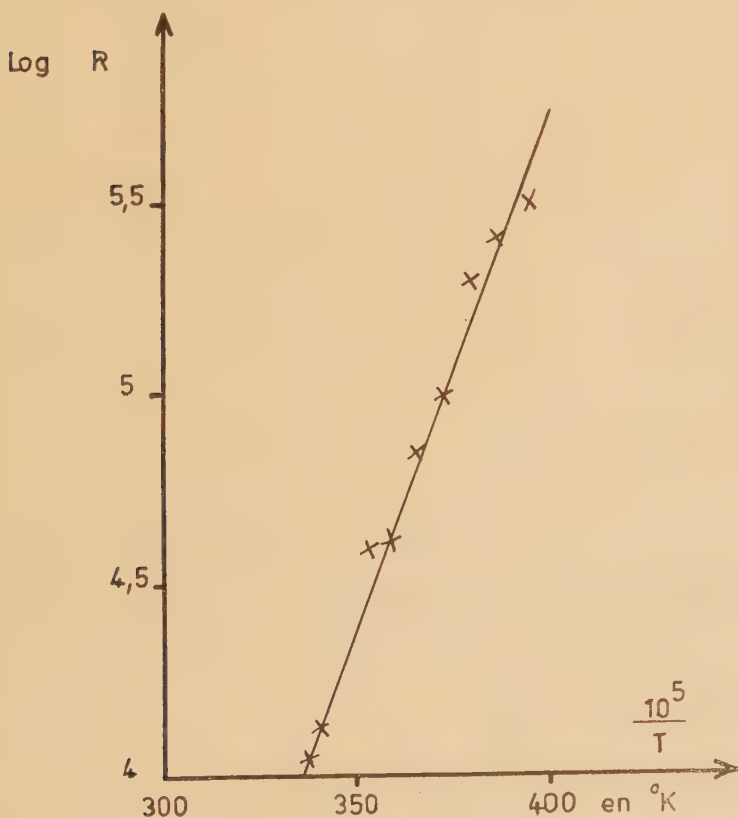


FIG. 7. — Variation du logarithme de la résistance d'isolement d'un condensateur au papier métallisé imprégné, de type commercial, en fonction de l'inverse de la température absolue.

Enfin, à titre de témoin, nous avons étudié un condensateur au papier non métallisé imprégné à l'huile (fig. 8).

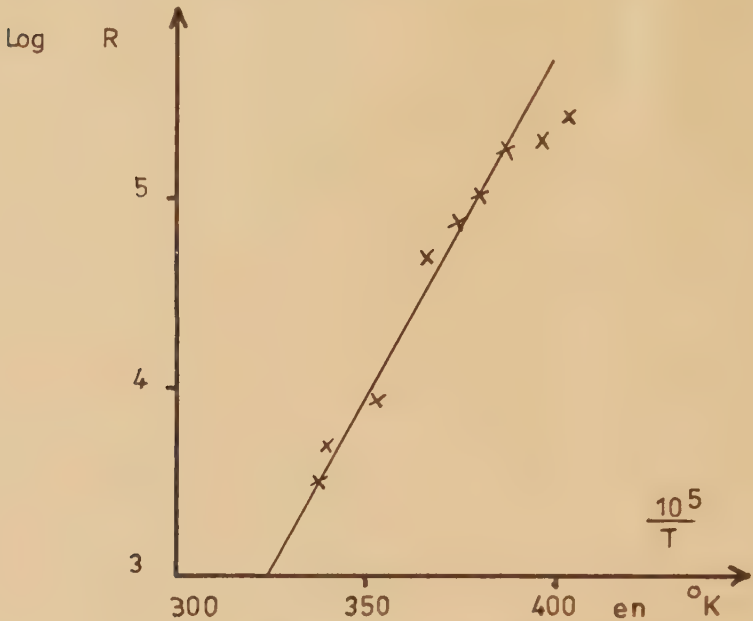


FIG. 8. — Variation du logarithme de la résistance d'isolement d'un condensateur au papier imprégné non métallisé en fonction de l'inverse de la température absolue.

Tension utilisée 360 Volts continus. Durée de la mesure : 5 minutes.

Après chaque mesure, on appliquait comme précédemment pendant 4 minutes une tension inverse de même valeur :

Résistance R	Log R	Temp. Celsius	1/T absolue $\times 10^5$
270 000	5.431	— 25 °C	403
190 000	5.279	— 20 °C	395
175 000	5.243	— 15 °C	387
100 000	5.000	— 10 °C	380
71 500	4.854	— 5 °C	373
48 200	4.683	0 °C	366
8 850	3.947	+ 10 °C	353
4 050	3.607	+ 20 °C	341
3 020	3.480	+ 23 °C	338

Ces essais nous permettent de préciser que l'action de la température sur la résistance de fuite est identique pour le papier métallisé et le papier non métallisé.

2^o) CAPACITÉ

A) Constante diélectrique apparente et constante diélectrique vraie

Pour éviter toute équivoque il semble nécessaire de définir pour le papier deux constantes diélectriques distinctes : Tout d'abord sa constante diélectrique « apparente » ϵ qui peut se déduire de la capacité d'un condensateur formé par une bande de papier munie de deux électrodes.

Ensuite sa constante diélectrique « vraie » ϵ_1 qui est la constante diélectrique de la matière constituant les fibres elles-mêmes.

La première de ces quantités dépend essentiellement de la porosité du papier, de la quantité d'air qu'il contient et de la pression exercée sur les électrodes ; elle est essentiellement variable d'une expérience à l'autre, et n'a d'importance que du point de vue industriel ; sa valeur moyenne est de l'ordre de 2,4.

La deuxième est au contraire caractéristique des fibres qui constituent le papier et nous paraît bien plus intéressante du point de vue scientifique ; nous nous sommes proposés de la déterminer.

Un essai de ce genre a déjà été tenté par DE LUCA, mais il opérait sur de la cellulose à l'état de coton alors que le papier actuellement utilisé dans les condensateurs est tiré du bois et est un mélange complexe de cellulose α , β , γ , de lignine, de résines, etc... Comme la composition du papier varie d'un fabricant à l'autre, il nous a paru nécessaire de mesurer ϵ_1 sur le papier même que nous avons utilisé par la suite.

Principe de la mesure

Si toutes les fibres du papier étaient parallèles entre elles on pourrait théoriquement calculer ϵ_1 à partir de leur densité d et de la constante diélectrique apparente ϵ du papier ; mais comme cette hypothèse est certainement à rejeter, il ne nous reste plus qu'à appliquer à notre papier la méthode classique utilisée pour les poudres : Si, dans un condensateur rempli de liquide, on remplace une partie de celui-ci par un égal volume de fibres et si dans ces conditions la capacité du condensateur demeure inchangée, c'est que le liquide et les fibres possèdent la même constante diélectrique.

Expérimentalement nous opérons donc de la manière suivante :

Nous commençons au moyen de mélanges convenables par préparer des liquides dont les constantes diélectriques s'échelonnent régulièrement entre des limites assez étendues ; nous introduisons successivement ces liquides, d'abord dans le condensateur primitivement vide, ensuite dans le condensateur partiellement rempli de papier et, chaque fois nous mesurons la capacité du condensateur

ainsi constitué. Quand ces deux capacités sont égales, c'est que le liquide utilisé et les fibres du papier ont la même constante diélectrique.

Liquides utilisés

Ils doivent être parfaitement miscibles entre eux, leurs constantes diélectriques doivent être très différentes et surtout il faut éviter qu'ils aient quelque affinité, si faible soit-elle, pour la cellulose. De ce point de vue, le benzène, l'hexane et le cyclohexane conviennent parfaitement, mais, comme leurs constantes diélectriques sont relativement basses, il convient de les associer à d'autres liquides dont la constante diélectrique soit importante et par conséquent de nature dipolaire. Le choix de ces nouveaux liquides est beaucoup plus restreint, les alcools et les composés nitrés étant éliminés d'office ; seuls semblent convenir les composés chlorés. Finalement nous avons adopté le benzène et l'orthodichlorobenzène dont les constantes diélectriques à la température ordinaire ont respectivement pour valeurs 2,28 et 9,93.

Condensateur

La principale qualité que nous avons demandée à notre condensateur, c'était d'être facilement démontable et d'une tenue mécanique irréprochable. Il faut en effet l'utiliser, tantôt rempli de papier tantôt vide de papier sans que la moindre modification ait été apportée à ses dimensions géométriques. Le modèle que nous avons adopté est représenté sur la fig. 9 et comprend :

- 1 cylindre creux en fonte A constituant l'armature extérieure,
- 1 cylindre plein B constituant l'armature intérieure,
- 2 rondelles de fibre C et D assurant l'isolement et le guidage du cylindre intérieur,
- 1 couronne de fonte E vissée dans le cylindre A et qui assure la cohésion de l'ensemble,
- 2 tuyaux soudés au cylindre A et permettant de remplir ou de vider l'appareil.

Pont de mesures

Malgré tous les soins apportés à la purification des liquides, ceux-ci présentaient une certaine conductibilité, de sorte qu'il était impossible de mesurer leur constante diélectrique au pont classique de Sauty. Nous avons dû utiliser un pont de Schering (fig. 10), à la fréquence 1000 en utilisant comme appareil de zéro un oscillographe, ce qui nous permettait de ne pas être gênés par la présence d'harmoniques.

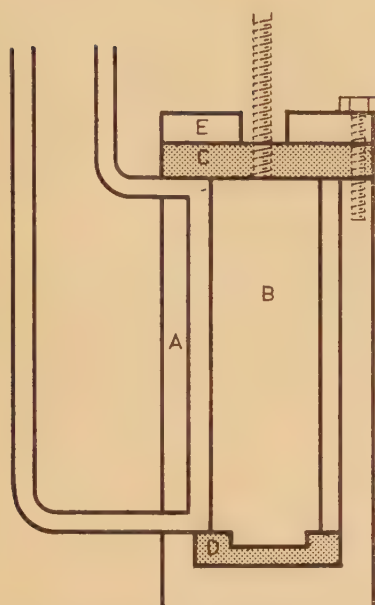


FIG. 9. — Cellule d'imprégnation pour la détermination de la constante diélectrique des fibres de papier — Le papier était enroulé autour de l'électrode centrale B et l'ensemble était placé à l'intérieur du cylindre creux A muni de deux tuyaux pour faire le vide et amener le mélange d'imprégnants.

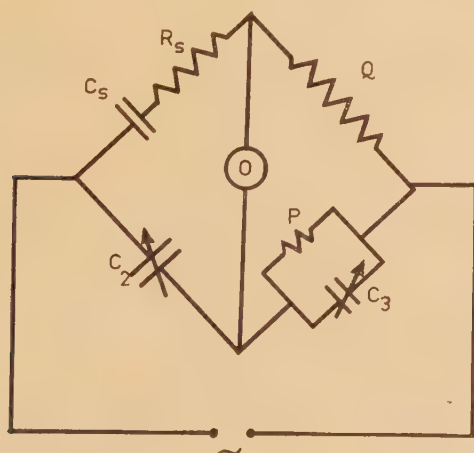


FIG. 10. — Pont de Schering. — La capacité à mesurer est assimilée à une capacité parfaite C_s en série avec une résistance R_s .

Les précautions essentielles ont été prises pour éliminer les capacités parasites et les couplages supplémentaires dus à la mise à la terre du réseau d'alimentation. C'est ainsi qu'aux générateurs classiques alimentés par le réseau, nous avons préféré un oscillateur basé sur l'effet Larsen et alimenté par une simple pile ; quant à l'oscillographe, il était couplé au réseau par un transformateur spécial à grand intervalle d'air.

Pour obtenir la constante diélectrique à partir de la capacité mesurée au pont, il aurait été illusoire d'appliquer une formule basée sur des mesures mécaniques vraiment trop imprécises et rendue d'ailleurs fort aléatoire par la présence de rondelles isolantes. Aussi avons-nous préalablement étalonné notre condensateur avec du benzène pur ($\epsilon_2 = 2,28$) et de l'orthodichlorobenzène pur ($\epsilon_3 = 9,93$).

Marche des expériences

Elle a été la suivante :

a) On démonte et on remonte plusieurs fois de suite le condensateur, en mesurant chaque fois sa capacité quand il est vide ; on vérifie que les valeurs ainsi obtenues ne varient pas de plus de 0,2%.

b) On fait pendant quelques minutes le vide dans l'appareil pour éliminer l'humidité, puis on introduit le liquide étudié et on mesure la valeur de la capacité.

On élimine ensuite le liquide précédent par un nouveau vide et on le remplace par un autre de composition différente ; on obtient ainsi les valeurs de la deuxième colonne du tableau ci-après :

Pourcentage d'orthodichlorobenzène	Constante diélectrique n° 1	Constante diélectrique n° 2
0	2,28	3,12
10 %	3,24	3,91
20 %	4,22	4,78
30 %	5,16	5,50
40 %	6,08	6,14
50 %	6,98	6,60
60 %	7,70	6,93
70 %	8,37	7,20
80 %	8,97	7,42
90 %	9,51	7,60
100 %	9,93	7,77

et l'on peut tracer sur la fig. II la courbe I qui, en fonction de la concentration en orthodichlorobenzène donne la valeur de la constante diélectrique.

c) On démonte le condensateur et, sur le cylindre intérieur on enroule à couches serrées un large ruban de papier, de manière à occuper

la majeure partie de l'espace disponible entre les deux cylindres, puis on remonte l'appareil. On recommence alors les opérations précédentes de remplissage, d'évacuation et de mesures au pont, ce

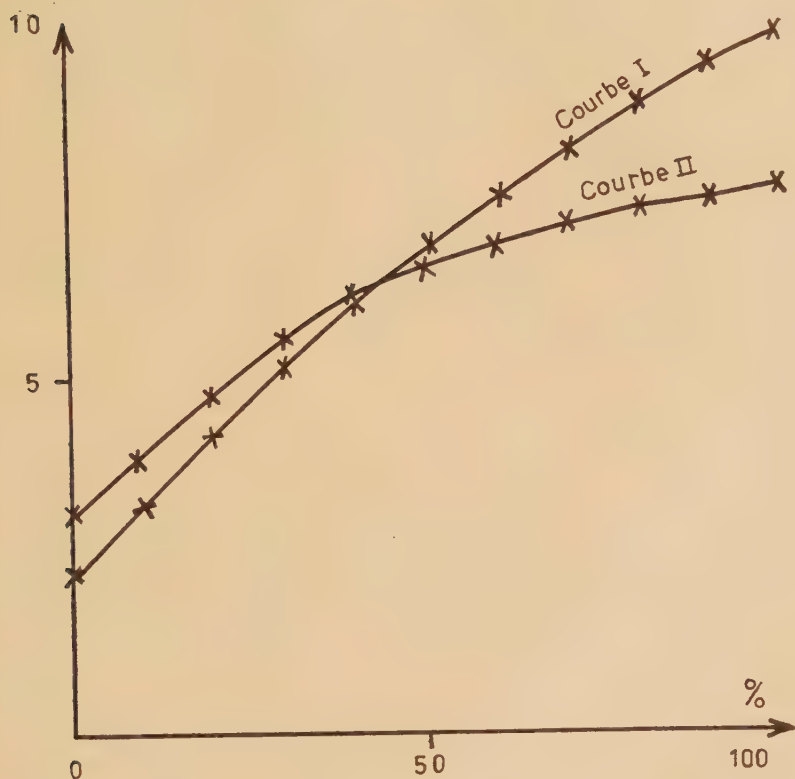


FIG. 11. — Constante diélectrique du mélange en fonction du pourcentage d'orthodichlorobenzène calculée à partir des capacités mesurées pour la cellule.

Courbe I : en l'absence de papier.

Courbe II : en présence de papier.

Le point commun donne la valeur de la constante diélectrique du papier
 $\epsilon = 6,2$.

qui conduit aux valeurs de la troisième colonne du tableau ci-dessus, puis l'on trace sur la fig. 11 la courbe II qui, en fonction de la concentration en orthodichlorobenzène, indique la valeur de la constante diélectrique de l'ensemble papier + liquide.

Signalons cependant deux difficultés rencontrées dans cette dernière opération : Pour éliminer au cours de chaque mesure toute trace du liquide antérieur, c'est pendant plusieurs heures et non plus pendant quelques minutes qu'il faut pomper (jusqu'à ce que les mesures au pont indiquent que l'on est revenu à la capacité initiale). Par ailleurs, la circulation du liquide étant fortement gênée à l'intérieur du condensateur par la présence du papier, le joint constitué par la rondelle de fibre C apparaît maintenant insuffisant et des bulles d'air apparaissent dans la tuyauterie d'évacuation quand on fait le vide ; pour y remédier il nous a suffi de plonger le condensateur entier au fond d'un récipient rempli de benzène.

Conclusion

Les courbes I et II se coupant pour une constante diélectrique égale à 6,2, nous en avons déduit que telle était la constante diélectrique vraie des fibres du papier utilisé.

B) Influence de la fréquence

Rappelons que l'existence, pour un isolant, d'une constante diélectrique supérieure à l'unité est la conséquence d'un déplacement de charges électriques à l'intérieur de ce corps. Ces charges électriques peuvent appartenir aux électrons intérieurs aux atomes (effet Mosotti), à des dipôles faisant partie des molécules (effet Debye) ou enfin à des ions plus ou moins libres de circuler (effet Maxwell).

Si les quantités d'électricité ainsi accumulées, par le déplacement de ces charges, sur les armatures d'un condensateur sont en phase avec le champ électrique (et c'est ce qui se produit en particulier pour l'effet Mosotti) ce condensateur peut être considéré comme parfait ; mais si, au contraire, par suite de la viscosité du milieu, ces quantités d'électricité n'apparaissent qu'avec un certain retard, le condensateur est le siège de pertes plus ou moins importantes ; c'est ce que nous observerons dans le papier pour l'effet Debye aux fréquences relativement élevées et pour l'effet Maxwell aux fréquences relativement basses. Examinons-les successivement.

a) Effet Debye

La cellulose est un haut polymère dont les macromolécules sont constituées par des groupes $C_6H_{10}O_5$, chacun de ceux-ci étant porteur de 3 fonctions alcooliques, une primaire et deux secondaires. Dans les oxyhydriles OH de ces fonctions alcools, le centre de

gravité des charges positives ne coïncide pas avec celui des charges négatives de sorte que l'ensemble constitue un dipôle susceptible de s'orienter sous l'action d'un champ électrique si l'évolution de celui-ci n'est pas trop rapide.

Aux fréquences très élevées cette orientation n'aura pas lieu, le dipôle n'ayant pas le temps de bouger au cours d'une période ; il s'ensuit que la capacité sera faible et les pertes nulles. Aux fréquences très basses le dipôle aura largement le temps de suivre docilement toute variation du champ électrique ; la capacité deviendra plus importante ; les pertes resteront encore nulles.

Mais pour des fréquences intermédiaires, des pertes apparaîtront et comme l'a montré DEBYE, pour une certaine valeur de la fréquence proportionnelle à l'inverse de la viscosité du milieu, elles passeront par un maximum.

L'influence de la température sur le comportement du papier est facile à prévoir : tout abaissement de la température, en augmentant la viscosité interne fera baisser la fréquence correspondant au maximum de pertes sans modifier sensiblement la valeur de ce maximum.

Pour mettre en évidence l'effet Debye, nous pouvions choisir soit un condensateur imprégné, soit un condensateur non imprégné. Dans ce dernier, il y a, outre la matière fibreuse, une certaine quantité d'air dont la constante diélectrique est faible et qui joue le rôle d'un condensateur de faible capacité. Il en résulte que les propriétés d'un condensateur au papier sec ne reflètent que très imparfaitement celles des fibres. Il y a avantage, au contraire à utiliser un papier imprégné avec un corps dont la constante diélectrique soit aussi grande que possible, à condition toutefois qu'il ne soit pas polaire pour éviter toute perturbation, aussi avons-nous employé dans nos expériences du papier imprégné à l'huile de vaseline ($K = 2,2$).

Le dispositif d'imprégnation était le suivant (fig. 12).

Entre une cuve en fonte A et son couvercle B est disposé un joint en caoutchouc permettant d'assurer une bonne étanchéité. Deux petites cuves D et E situées à des niveaux différents et légèrement désaxées l'une par rapport à l'autre sont soutenues par des colonnettes fixées au couvercle ; la cuve inférieure E contient le condensateur à imprégner tandis que la cuve supérieure D contient le liquide d'imprégnation. Un tuyau disposé à la partie inférieure de D et aboutissant à F permet l'imprégnation, lorsque, de l'extérieur, on ouvre le robinet d'évacuation F.

Le couvercle est percé de nombreux orifices. L'un permet de faire le vide dans la cuve A ; deux autres livrent passage à des thermomètres plongeant l'un dans D l'autre dans E ; un quatrième permet de manœuvrer de l'extérieur au moyen d'une tige, le robinet F.

Enfin 5 arrivées de courant permettent de chauffer séparément les cuves D et E et d'avoir accès aux bornes du condensateur étudié. L'étanchéité est assurée suivant l'organe intéressé, soit par des tubes en caoutchouc, soit par des perles de verre.

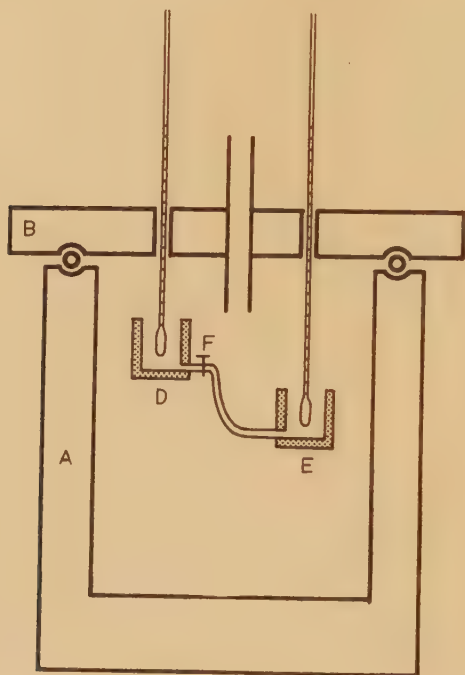


FIG. 12. — **Dispositif d'imprégnation.** — On réalise le vide à l'intérieur d'une cuve A à l'intérieur de laquelle on a disposé deux petits récipients D et E que l'on peut chauffer à l'aide d'une résistance électrique. Lorsque le condensateur d'essai que l'on a placé dans E est suffisamment sec et dégazé, on ouvre le robinet F qui permet au liquide d'imprégnation placé dans D de descendre dans E.

Comme nous l'avons déjà fait remarquer l'importante résistance ohmique des papiers métallisés empêche de les utiliser en haute fréquence. Le domaine des fréquences supérieures à 10^5 ne nous intéresse donc pas et pour mettre en évidence l'effet Debye à des fréquences inférieures, nous avons été conduits à abaisser la fréquence correspondant au maximum de pertes en refroidissant nos condensateurs. Ceux-ci étaient constitués par 2 couches de papier imprégné à l'huile de vaseline placées entre des feuilles d'aluminium ; l'abaissement de température a été obtenu à partir de l'air liquide.

b) Voici tout d'abord le résultat des mesures effectuées au pont de Schering précédemment décrit :

Fréquence 6 000

Température ...	13°	—12	—33	—45	—58	—75	—85	—100
Capacité	452 pf	440	425	412	408	404	396	396
Angle de perte %	0,54	0,8	1,55	1,65	1,60	1,4	1,14	0,7

Fréquence 30 000

Température ...	13	—10	—35	—58	—75	—90
Capacité	452	440	412	408	396	396
Angle de perte %	0,8	1,23	1,7	1,4	1	0,8

C'est à la fréquence 50 que les condensateurs industriels sont le plus souvent utilisés et il nous a paru intéressant de voir quelles étaient, pour cette fréquence, les propriétés de notre papier. Nous avons dû alors abandonner notre pont de Schering qui donnait de mauvais résultats et monter un pont de Wien spécialement équipé pour condensateurs de grosse capacité (fig. 13).

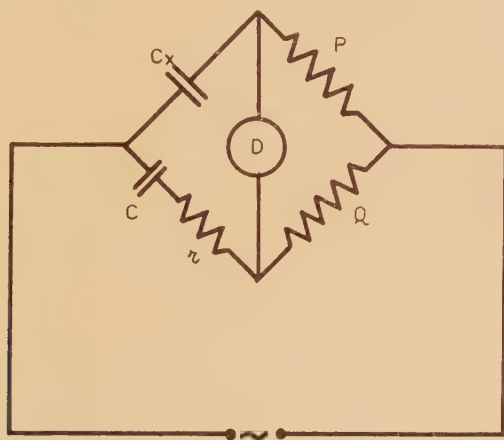


FIG. 13. — Pont de Wien. On a : $C_x = CP/Q$ et $\text{tg } \delta = r C \omega$.

Dans ce pont, ce sont les résistances que l'on faisait varier, tandis que la capacité étalon restait fixe. Les caractéristiques de celle-ci (au mica métallisé) étaient les suivantes : Capacité connue à moins de 10^{-4} près et égale à $0,1002 \mu\text{F}$ à 20°C . Angle de pertes à peine supérieur à $1,5 \cdot 10^{-4}$ radian pour la fréquence 50. Coefficient de température $\Delta C/C$ égal à $2 \cdot 10^{-5}$, ce qui permettait de ne pas surveiller trop attentivement la température de la salle d'expériences. Par ailleurs, comme le déphasage dû aux boîtes de résistances était garanti inférieur à $3 \cdot 10^{-4}$ radians, on pouvait négliger tous ces déphasages parasites devant celui de nos condensateurs au papier.

La capacité et l'angle de perte ont été calculés par les formules :

$$C_x = CP/Q \quad \text{tg } \delta = C r \omega$$

Voici les résultats obtenus avec un condensateur au papier métallisé (fig. 14 et 15).

T	C	tg δ
— 155 °C	0,0765	0,0143
— 145 °C	0,0782	0,0181
— 130 °C	0,0810	0,0233
— 115 °C	0,0843	0,0268
— 100 °C	0,0879	0,0276
— 85 °C	0,0914	0,0249
— 65 °C	0,0954	0,0185
— 50 °C	0,0979	0,0148
— 35 °C	0,1002	0,0118
— 20 °C	0,1022	0,0099
— 5 °C	0,1039	0,0080
+ 25 °C	0,1066	0,0056
+ 30 °C	0,1070	0,0050
+ 50 °C	0,1079	0,0059

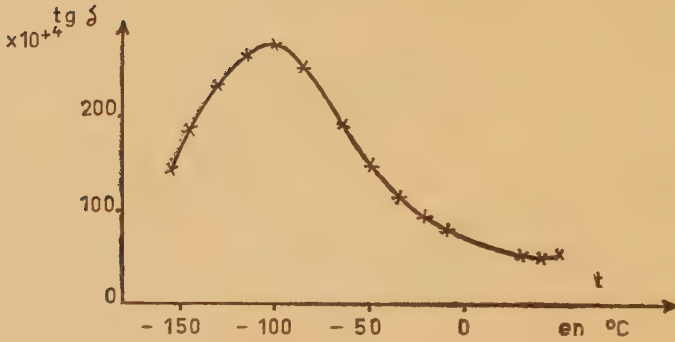


FIG. 14. — Variation de l'angle de pertes d'un condensateur au papier métallisé en fonction de la température.

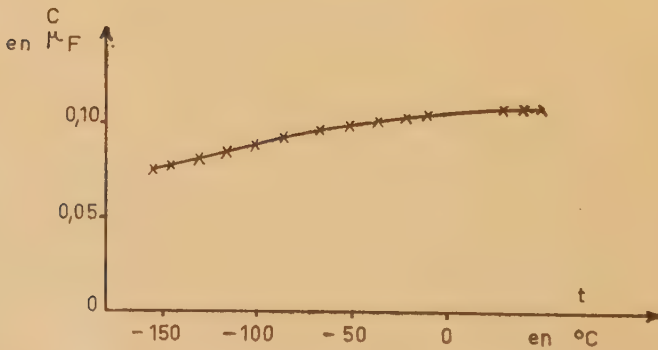


FIG. 15. — Variation de la capacité d'un condensateur au papier métallisé en fonction de la température.

La variation de température était obtenue en refroidissant énergiquement, puis en laissant remonter lentement la température. Pour vérifier que cette manière d'opérer n'introduisait aucune erreur systématique dans la détermination des températures on a recommencé tout spécialement les mesures diélectriques pour un point fixe (solidification de l'acétone) ; l'accord a été satisfaisant.

On a recommencé l'expérience avec un condensateur au papier non métallisé imprégné à l'huile de vaseline ; les résultats sont groupés ci-dessous (fig. 16 et 17).

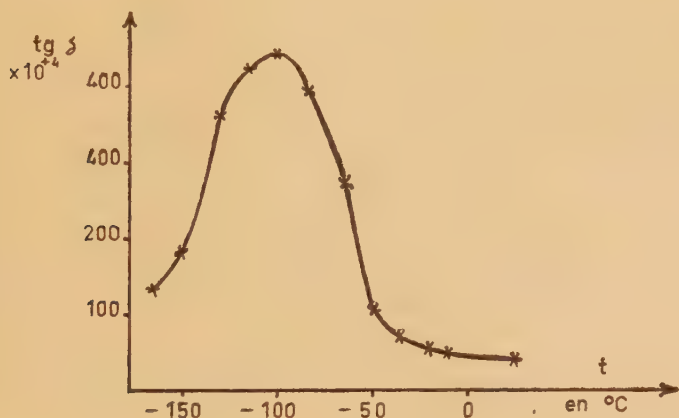


FIG. 16. — Variation de l'angle de pertes d'un condensateur au papier non métallisé en fonction de la température.

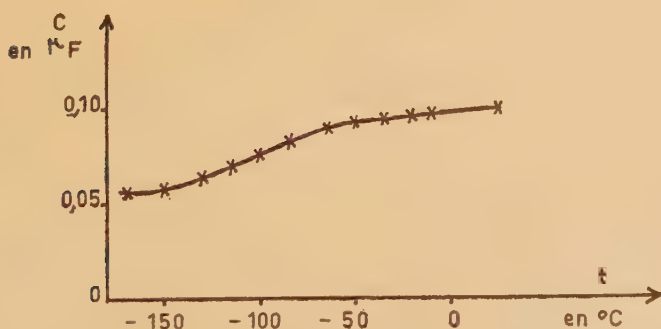


FIG. 17. — Variation de la capacité d'un condensateur au papier non métallisé en fonction de la température.

T en °C	C en μ F	tg δ
— 165°	0,0564	0,0136
— 150°	0,0578	0,0183
— 130°	0,0651	0,0363
— 115°	0,0700	0,0424
— 100°	0,0769	0,0442
— 85°	0,0838	0,0394
— 65°	0,0898	0,0272
— 50°	0,0941	0,0105
— 35°	0,0951	0,0072
— 20°	0,957	0,0058
— 5°	0,0961	0,0050
+ 25°	0,0975	0,0035

Une remarque s'impose si l'on compare les propriétés des deux condensateurs précédents. C'est pour la même fréquence que se produit le maximum de pertes ; toutefois, pour le papier non métallisé, la courbe des pertes est nettement plus pointue, tandis que sur la courbe des capacités la pente maximale est nettement plus forte. Cela signifie que dans le papier métallisé la répartition des temps de relaxation est plus large que dans le papier non métallisé ; autrement dit, que la population des dipôles y est beaucoup moins homogène, que la viscosité ne présente pas partout la même valeur. Cela ne doit pas nous surprendre, certaines fibres de papier, celles qui sont voisines de la surface métallisée étant enduites de vernis, alors que les fibres sous-jacentes en sont exemptes.

L'examen des données précédentes montre aussi que la fréquence correspondant au maximum de pertes augmente régulièrement avec la température et l'on voit qu'à la température ambiante elle dépasserait largement 10^5 , c'est-à-dire qu'elle se trouve en dehors de la bande de fréquences qui nous intéresse.

Nous remarquons également à la fréquence 50, que les pertes par effet Debye après être passées par un maximum situé vers -105°C diminuent quand la température augmente. Accessoirement l'expérience précédente montre que, après être passé par un minimum situé vers $+30^\circ\text{C}$, tg δ augmente ensuite lorsque la température s'élève. Mais il s'agit ici d'un phénomène tout différent : la conductibilité, qui augmente avec la température, joue ici un rôle non négligeable et c'est elle qui est, à partir de 30°C , responsable de l'accroissement de tg δ .

On voit que les pertes par effet Debye sont très faibles à la température ordinaire pour la fréquence 50 et seraient encore plus réduites pour des fréquences inférieures ; aussi pourrions-nous dans le paragraphe suivant les négliger sans inconvénients.

b) *Influence de l'humidité - Effet Maxwell*

MAXWELL a montré qu'en courant alternatif, la charge d'un condensateur à diélectrique hétérogène n'est généralement pas en phase avec la tension d'alimentation ; elle est déphasée en arrière d'un certain « angle de perte » ; cet angle de perte, ainsi que la capacité sont fonction de la fréquence.

Or, dans son état d'humidité naturelle le papier peut certainement être considéré comme un diélectrique hétérogène (fibre et eau).

Il est tout naturel d'essayer d'y mettre en évidence l'effet Maxwell. C'est surtout aux basses fréquences que celui-ci doit être perceptible, mais malheureusement, dans la plupart des méthodes de mesure, on est alors considérablement gêné, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement par la présence des fuites. Pour montrer l'existence de l'effet Maxwell, nous avons dû recourir au tracé direct du cycle d'hystérésis diélectrique à des fréquences très basses, en opérant non pas à la charge mais à la décharge pour éviter l'influence des fuites.

a) Le dispositif adopté a été le suivant.

Deux plaques métalliques E et F garnissent intérieurement deux parois opposées d'une cuve rectangulaire contenant de l'eau faiblement conductrice. Au-dessus de cette cuve un axe vertical

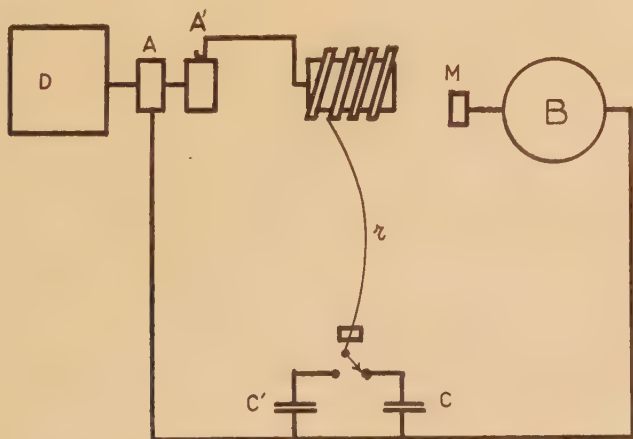


FIG. 18. — **Tracé du cycle d'hystérésis diélectrique.** — Les cylindres A et A' sont reliés électriquement aux électrodes a et b qui produisent le courant de très basse fréquence. Lorsque le ressort r est libéré par la vis (qui tourne solidairement avec A et A' sous l'action du moteur) il vient buter sur M et permet la décharge du condensateur étudié C dans le balistique B. La décharge de la capacité C', réalisée dans des conditions identiques, permet l'étalonnage en tension.

tournant à faible vitesse supporte à quelque distance l'une de l'autre, deux électrodes verticales a et b. Si les électrodes fixes E et F sont reliées aux deux pôles opposés du secteur à courant continu, la tension entre les électrodes mobiles a et b est très sensiblement sinusoïdale ; on a ainsi réalisé un alternateur à très basse fréquence D.

Pour utiliser cet alternateur au tracé du cycle d'hystérésis diélectrique (c'est-à-dire à la courbe obtenue en portant en abscisses la tension aux bornes du condensateur et en ordonnées la charge emmagasinée), le montage a été complété de la manière suivante (fig. 18) :

Une des électrodes mobiles a reste toujours en communication avec l'une des bornes du condensateur C et d'un galvanomètre balistique B. L'autre aboutit à un gros cylindre fileté calé sur l'arbre moteur et sur lequel glisse l'extrémité d'un ressort r relié à la borne libre du condensateur. Ce ressort guidé par les filets d'une vis, fait d'abord subir au condensateur quelques cycles d'hystérésis puis brusquement à la fin du filetage produit sa décharge dans le balistique ; on observe alors une élancement α proportionnelle à la quantité d'électricité emmagasinée dans le condensateur.

Pour connaître la tension agissant sur le condensateur C au moment de sa décharge, il aurait été difficile d'utiliser un voltmètre, nous avons préféré remplacer alors le condensateur étudié C par un condensateur parfait C' (au mica) et nous obtenions dans ces conditions au balistique une deuxième élancement α' proportionnelle à la tension.

En portant α' en abscisse et α en ordonnée, nous obtenions un point du cycle d'hystérésis ; pour en obtenir d'autres, il suffisait de faire tourner plus ou moins autour de son axe la cuve électrolytique.

Une des principales difficultés rencontrées au cours des mesures précédentes c'est la lenteur avec laquelle le condensateur C, lors de sa décharge, restitue la quantité d'électricité emmagasinée ; non seulement le courant de décharge n'est pas instantané, mais encore, pour certains points du cycle, il peut même s'inverser. Pour obtenir de bons résultats, nous avons dû donner à notre balistique une période extrêmement longue et effectuer la décharge en deux parties : tout d'abord, dans une première phase le condensateur étudié C était déchargé directement pendant 1 seconde environ dans le balistique et on notait une élancement α ; ensuite ce condensateur était mis en parallèle avec un bon condensateur C'' de très grosse capacité (75 μ F) et lui communiquait lentement sa charge résiduelle ; ce n'est qu'au bout d'une minute, quand toute cette charge résiduelle s'était pratiquement écoulée que l'on déchargeait C'' dans le balistique en notant l'élancement β . La charge totale du condensateur C était de la forme : $Q = A\alpha + B\beta$, A et B représentant respectivement les sensibilités du balistique dans les deux séries d'expériences.

b) Pour un condensateur C bobiné en deux couches (papier non imprégné, humidité du laboratoire, électrodes en feuilles d'aluminium), nous avons obtenu à 15 °C les résultats suivants (sous 13 Volts maximum).

Volts	2	6	10	13	12	10	6	2	—2	—10	—10	+2
Charge μCb	0	2,3	5	6	6,8	6	4	1,8	—0,3	—5,2	—6	0

L'angle de perte correspondant mesuré sur la figure 19 était donné par $\sin \delta = \text{OM}/\text{ON}$ et valait 8°.

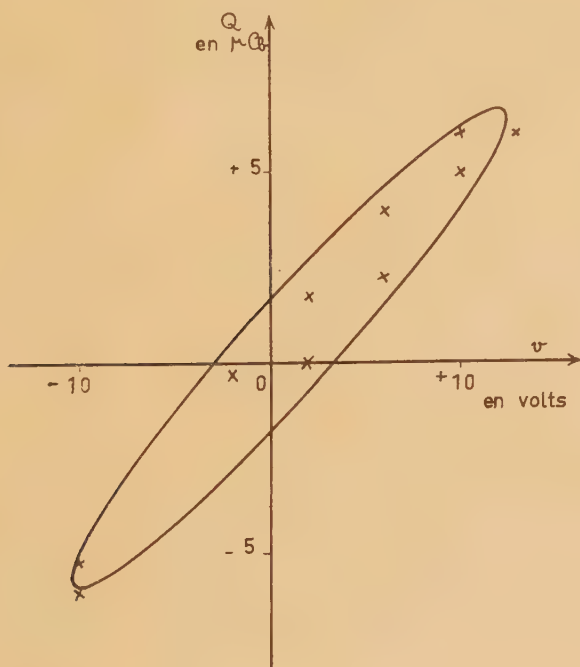


FIG. 19. — Exemple de cycle d'hystérésis diélectrique tracé à l'aide du dispositif de la figure 18 et montrant l'effet Maxwell (fréquence : 0,5 Hertz).

Le même condensateur C a été séché sous vide puis remesuré à 15°; les résultats ont été les suivants :

Volts	2	6	13	12	6	0	—12
Charge	0,7	2	4	4	2	0	—4

Angle de perte : sensiblement nul.

On voit que la présence d'humidité se traduit par une augmentation de la capacité et par l'apparition d'un angle de perte non négligeable. Si l'on rapproche ces résultats des renseignements fournis par la mesure de la résistance de fuites, on peut schématiser le comportement de l'humidité de la manière suivante :

Sous l'action du champ électrique, un certain nombre de molécules d'eau absorbée se transforment en ions : Certains de ceux-ci ont la possibilité de cheminer longuement à travers le papier pour atteindre les électrodes et sont responsables de la « conductance de fuites ».

D'autres, par contre, ne pouvant quitter la fibre qui leur sert de support se maintiennent à faible distance les uns des autres et se recombinent entre eux avec un certain retard lors de l'inversion du champ ; ce sont eux qui sont la cause des charges résiduelles et de l'hystérésis diélectrique.

CHAPITRE II

LE MÉTAL

Après avoir passé en revue les propriétés fondamentales du papier, nous avons à préciser les qualités de la couche métallique qui le recouvre ; le métal la plupart du temps utilisé est du zinc.

1°) STRUCTURE DES COUCHES DE ZINC

Dans la production de couches métalliques minces par vaporisation sous vide, on obtient, suivant les conditions dans lesquelles s'effectue la condensation du zinc, des couches allant d'un brillant d'argent jusqu'à une teinte qui paraît bleue à la lumière diffuse. Nous avons cherché à préciser la différence entre « couches bleutées » et « couches argentées » établie par H. STRÄB à partir de la remarque précédente.

Nous avons étudié des couches des deux types aux rayons X d'une part avec un montage Siemens-Bohlin, d'autre part, avec un diffractomètre à compteur type Brentano. Nos résultats nous ont amenés aux conclusions suivantes :

Etat du zinc

Le zinc est cristallisé dans le système hexagonal compact. Tous les petits cristallites sont orientés avec le plan (00.1) parallèle au plan du ruban de papier qui leur sert de support. La tolérance sur l'angle de désorientation est très faible, de l'ordre de 3°. La mesure

de la largeur des raies de diffraction conduit à donner aux cristallites de zinc un diamètre moyen de l'ordre de 250 Å. Ces résultats sont valables pour les deux types de couches.

Etat d'oxydation du zinc

L'étude au diffractomètre des « couches bleutées » montre la présence de cristaux de zincite orientés avec l'axe [00.1] parallèle au plan de base du zinc. Ces résultats sont compatibles avec ceux déjà publiés : l'épitaxie de la zincite sur le zinc n'aurait lieu que pour des épaisseurs d'oxyde très faibles (inférieures à 40 Å, comme c'est le cas des observations de LINDERGAARD-ANDERSEN). Le fait que nous ayons obtenu un résultat aux rayons X montre que nous avons affaire à des cristallites de taille plus importante et ils pourraient être à l'origine de l'aspect bleuté que présentent ces couches lorsqu'on les observe sous faible incidence ; nous avons vérifié que cette lumière était fortement polarisée, ce qui est compatible avec notre hypothèse.

Dans le cas des « couches argentées », nous n'avons pas trouvé de raie de zincite ; cela paraît normal, si l'on admet avec RAETHER pour ces couches conservées à la température ordinaire, si elles sont protégées de l'humidité, des cristaux de zincite, de dimensions inférieures à 100 Å ; les anneaux de diffraction électronique étant très faibles, on conçoit que les rayons X ne donnent aucune raie.

Les développements récents de la métallographie ont attiré l'attention sur l'importance de l'état de surface dans l'analyse par diffraction électronique. Nous pensons que les « couches bleutées » ont subi une oxydation plus importante que les « couches argentées », ce qui expliquerait, en même temps que leur aspect, les différences de résistance, puisque la structure du métal de base est la même. Nous avons trouvé, d'ailleurs, des couches paraissant plus ou moins bleues et simultanément plus ou moins résistantes, alors que l'analyse chimique du zinc donnait pour ces différentes couches une même épaisseur équivalente, sans pouvoir d'ailleurs nous permettre de distinguer le zinc à l'état pur de celui à l'état d'oxyde.

En conclusion, nous n'avons pas cru devoir maintenir cette distinction dans la suite de cette étude.

2°) ÉPAISSEUR DU ZINC

Vue la quantité très faible de métal déposée par évaporation, cette épaisseur est très petite (inférieure au dixième de micron) et semblerait relever d'une mesure optique. Mais un examen microscopique, avec un grossissement de 250 montre par transparence des zones plus ou moins opaques correspondant à des épaisseurs plus ou moins grandes de métal et même des lacunes non métallisées,

Devant une telle hétérogénéité, on ne peut plus parler d'épaisseur de la couche métallique. Cependant, les dosages ont montré que, pour un même échantillon de papier métallisé, la quantité de métal déposée sur des rubans de un mètre est constante. (Nous verrons d'ailleurs à l'occasion de mesures de résistance, que cette continuité due à une répartition moyenne du métal se conserve à une échelle beaucoup plus petite.) Nous posons, et nous montrerons à la fin de ce chapitre que cette hypothèse est légitime, que nous avons affaire à des lames « continues ». Nous définirons leur épaisseur moyenne e par la relation :

$e = m/d$ m étant la masse de métal vaporisée sur 1 cm^2 de papier,

d étant la densité du métal à l'état massif.

Pour déterminer m , nous doserons chimiquement, par une méthode volumétrique, la quantité de zinc contenue dans une surface connue de papier métallisé. On opère d'abord comme suit :

Dissolution du zinc par l'acide chlorhydrique 2 N.



Nous avons ensuite le choix entre deux méthodes :

A) Dosage par alcalimétrie

On neutralise d'abord l'excès de ClH par de la soude N en présence d'héliantine ($\text{pH} = 4$) :



On traite ensuite le chlorure de zinc par de la soude N/10 :



L'hydroxyde de zinc précipite au $\text{pH} = 6,5$; la fin de la précipitation est marquée par le virage de la phénolphthaléine qui se produit lorsque le pH est voisin de 8.

B) Dosage par compleximétrie

a) Principe

On forme le complexe zinc tétrammine à l'aide d'une solution titrée de Complexon dans une solution ammoniacale à pH constant égal à 10. On a utilisé comme indicateur le Murexide (de préférence au noir Eriochrome préconisé par H.-A. FLASCHKA) parce qu'il nous a donné de meilleurs résultats ; nous étions gênés au changement de teinte par la présence d'ions Cl^- , Na^+ provenant de la neutralisation par la soude de l'excès de ClH (encore avions-nous pris la précaution d'utiliser de la soude décarbonatée pour éviter les ions CO_3^{--}).

b) *Mode opératoire*

On a placé la solution de Zn^{++} correspondant à un mètre de ruban métallisé dans un erlen de 250 ml et on a dilué jusqu'à environ 100 ml. Nous avons ajouté 5 ml de solution tampon de $\text{pH} = 10$ et l'indicateur Murexide. La solution titrée de Complexon étant placée dans la burette, nous en avons laissé descendre jusqu'à ce que la couleur change dans l'erlen.

Comme nous avons utilisé une solution N/50 de Complexon 1 ml de descente de burette correspond à 1,307 mg de zinc.

c) *Résultats*

Nous avons pratiqué les deux méthodes sur des échantillons de papier métallisé de un mètre de longueur et nous avons trouvé des résultats concordants, à savoir que sur un ruban échantillon de 1 mètre de long sur 3,5 cm de large, il y a en moyenne 16,9 mg de zinc.

Connaissant la masse de zinc, sa surface et sa densité qui est égale à 7,1 on en déduit son épaisseur moyenne.

Volume équivalent de la couche métallique :

$$\frac{0,0189}{7,1} = 24 \times 10^{-4} \text{ cm}^3$$

Section équivalente de la couche :

$$\frac{0,0024}{100} = 24 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$$

Epaisseur équivalente de la couche :

$$\frac{24 \times 10^{-6}}{3,5} = 7 \times 10^{-6} \text{ cm}$$

Nous avons recommencé la détermination de l'épaisseur équivalente pour un échantillon de papier métallisé conservé sans précaution au laboratoire et qui paraissait avoir subi une oxydation (aspect bleuté) ; nous avons trouvé pour des échantillons de un mètre de long sur 25 millimètres de large un dépôt de zinc de 13,3 milligrammes. Ce qui nous donne une épaisseur équivalente ou moyenne de 0,072 micron soit une « section équivalente » de $18 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$.

(Nous appelons « section équivalente » le produit de la largeur du ruban par l'épaisseur moyenne de la couche de métal.)

Enfin, nous avons dosé par alcalimétrie, la masse d'aluminium déposée par vaporisation sur des rubans de mylar de un mètre de

long sur 17,5 millimètres de large (ces échantillons étaient prélevés sur des condensateurs au mylar métallisé). Nous avons trouvé sur chacun de ces échantillons 3,5 milligrammes d'aluminium ce qui donne une épaisseur moyenne 0,071 microns et une section équivalente de $12,5 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$.

Ces résultats seront utilisés plus loin pour la détermination de la résistivité de ces différents échantillons.

3°) RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DE LA COUCHE MÉTALLIQUE

Par suite de l'extrême minceur de la couche métallique, sa résistance ohmique est importante ; pour un carré (de dimension d'ailleurs quelconque) elle est de l'ordre de quelques Ohms.

La première question qui se pose, c'est de savoir si, dans l'état où il est déposé, le zinc jouit des mêmes propriétés conductrices qu'à l'état massif, ou bien s'il jouit de propriétés spéciales auxquelles nous pourrions avoir recours pour expliquer certaines particularités de fonctionnement des condensateurs au papier métallisé. Ces anomalies seraient dues par exemple :

— au fait que la pellicule de zinc, formée de petits cristaux naturels serait moins conductrice que le zinc en feuille épaisse dont les cristaux ont été écrasés au laminoir ;

— à la présence d'oxyde de zinc ;

— à la densité de courant considérable sous laquelle peut travailler la pellicule de zinc (au moment d'un claquage, l'intensité est de l'ordre de 25 Amp. ; ce qui sur une circonférence de 5 mm de diamètre centrée sur le point de claquage correspond à une densité de 20 000 Amp./mm²).

A) Un premier renseignement facile à obtenir expérimentalement nous est donné par la mesure du coefficient de température. La détermination que nous avons faite entre -60° et $+22^{\circ}\text{C}$ nous a donné comme valeur 0,0037 pour la mince pellicule ce qui est du même ordre que pour la feuille épaisse ; de ce point de vue aucune anomalie n'est à signaler.

B) Nous pouvons obtenir des renseignements supplémentaires en étudiant les variations de la résistance en fonction du temps.

On sait que pour les couches minces elle augmente, et cela pour deux raisons : oxydation au contact de l'air et réarrangement du réseau cristallin.

a) L'oxydation semble jouer un rôle important : dans les couches métalliques destinées à servir de résistances industrielles, la variation de résistance est fortement diminuée par un vernissage superficiel. Un autre fait expérimental vient encore appuyer cette hypothèse ; la stabilité dans le temps de résistances constituées par des supports en verre sur lesquels on a vaporisé des films minces de métaux peu oxydables (d'alliage Nickel-Chrome, par exemple).

b) Mais il faut également tenir compte des modifications progressives du réseau cristallin. Quand le dépôt de zinc est rapide ou que la vitesse des atomes incidents est faible, la possibilité pour les nouveaux arrivants de se mettre à leur place normale dans le cristal est faible et les imperfections du réseau sont nombreuses ; sous l'influence de l'agitation thermique un réarrangement progressif s'effectue qui modifie la résistance.

Si les couches sont très minces, lames granulaires, il y a des discontinuités très nombreuses et formation d'agrégats. Avec le temps, ces agrégats ont tendance à se renforcer en absorbant les atomes isolés qui sont autour d'eux. Il y a augmentation de résistance car on a de petits îlots.

Si les couches sont un peu plus épaisses, lames poreuses, c'est un fond de réseau qui se dessine et comme les surfaces distordues en présence possèdent une énergie supérieure à celle qu'elles auraient si elles étaient à leur place dans le réseau, elles sont en équilibre instable et le moindre changement dans leur position (agitation thermique par exemple) a pour effet de les ramener vers leur position stable, sans jamais l'atteindre complètement à cause des contraintes, d'où avec le temps, diminution de résistance.

Cependant cette diminution de résistance est limitée dans le temps. Avec le zinc, pour une résistance superficielle de 20 Ohms la stabilité est pratiquement obtenue au bout de 20 mn. Travaillant sur des épaisseurs beaucoup plus fortes (600 Å au lieu de 160 Å) nous pourrions donc négliger ce phénomène. D'ailleurs la mesure directe à la sortie de la machine à métalliser le papier, n'indique pas effectivement deux valeurs différentes pour la résistance du papier métallisé juste après sa formation ou quelques minutes après.

Ceci est d'ailleurs compatible avec les travaux de J.-P. DAVID qui pour l'argent, signale que les lames sont « continues » dès que l'épaisseur équivalente est supérieure à 25 m μ environ. La variation de résistance observée sur de longs délais doit donc être imputée uniquement à l'oxydation.

c) La mesure de la résistance ohmique ne présente aucune difficulté si l'on prend soin de s'assurer de bons contacts, mais c'est son interprétation qui est délicate ; car la mesure ne fournit que la valeur moyenne de la résistance. Or celle-ci n'est pas uniformément répar-

tie par suite des irrégularités de la surface et l'on ne connaît ni la longueur vraie des lignes de courant, ni la largeur vraie des filets conducteurs.

Et pour mettre en évidence ces difficultés d'interprétation il suffit d'examiner (fig. 20) la photographie d'un papier métallisé détérioré par un courant exagéré (de l'ordre de 3 Ampères); on y voit que la répartition de l'effet Joule s'y fait suivant les lignes plus ou moins torturées, inaccessibles au calcul.



FIG. 20. — Volatilisation provoquée par un courant excessif dans la couche métallique. L'allure des lignes de courant ainsi matérialisées montre qu'on ne peut pas parler de résistance vraie mais de résistance moyenne dès que l'échantillon est examiné dans ses détails (grandissement : environ 25).

Signalons que nous avons fait également des essais à plus grande échelle en promenant sur le ruban métallique un ensemble rigide formé de 2 électrodes parallèles de 2 mm^2 de surface distantes de 1 cm. Nous n'avons cependant pas trouvé de fluctuations nettes de résistance, à la précision des mesures.

d) Puisque l'étude précédente nous a montré que pour un même échantillon la résistance superficielle, mesurée à l'échelle macroscopique, était constante, on peut essayer de déterminer directement la résistivité moyenne de la couche métallique, puisque l'analyse chimique nous a fourni la section « équivalente » du métal.

Pour cela nous avons mesuré la résistance de plusieurs échantillons de un mètre de ruban.

α) Dans le cas de la couche stockée avec des précautions pour éviter une oxydation, nous avons trouvé :

$$42,2 \pm 0,3 \text{ Ohms}$$

ce qui finalement nous donne, compte tenu de l'épaisseur équivalente du zinc déposé sur ces échantillons, une résistivité de l'ordre de 10 microhms $\times$ cm.

La résistivité du zinc à l'état massif étant 5,9 microhms si nous appelons « coefficient d'anomalie » le rapport :

$$K = \frac{\text{résistivité mesurée}}{\text{résistivité à l'état massif}} \quad \text{nous trouvons ici que } K = 1,7$$

β) Dans le cas de la couche conservée sans précaution et paraissant plus oxydée, nous avons trouvé :

$$140 \pm 2 \text{ Ohms}$$

ce qui donne, compte tenu de l'épaisseur équivalente déterminée précédemment, une résistivité de 25 microhms $\times$ cm, ce qui correspond à un coefficient d'anomalie de $K = 4,2$.

γ) Enfin dans le cas de l'aluminium déposé sur mylar dont l'aspect nous avait paru beaucoup plus régulier au microscope et dont l'épaisseur équivalente était du même ordre que celle de notre zinc, on trouvait une résistance de :

$$88 \pm 2 \text{ Ohms.}$$

Ce qui nous donne comme résistivité moyenne :

11 microhms $\times$ cm ce qui correspond, la résistivité de l'aluminium étant de 2,7 microhms, à un coefficient d'anomalie de 4.

e) Pour étudier l'influence de la tension appliquée, sur un échantillon de ruban métallique d'une résistance de 41,4 Ohms, nous avons fait varier la tension de mesure de 0,18 V à 25 V sans trouver de variation sensible de la résistance. Les mesures étaient faites au Pont de Wheatstone et on prenait soin de réaliser promptement les équilibres pour ne pas provoquer l'échauffement des résistances. Les densités de courant, bien qu'inférieures à celles enregistrées au moment du claquage, s'échelonnent pourtant de 2 à 130 Ampères par millimètre carré.

f) Pensant enfin qu'il pourrait y avoir conductibilité par ionisation de l'air entre certaines discontinuités de la surface métallique, nous avons mesuré la résistance de notre échantillon à l'air libre puis nous avons recommencé l'expérience après l'avoir immergé dans une huile neutre. Compte tenu des corrections des températures, il y a eu identité absolue des résultats.

Conclusion :

- La valeur normale du coefficient de température de la résistance,
- la vérification expérimentale de la loi d'Ohm sur le film métallique,
- la valeur fixe de la résistance, indépendante du milieu qui recouvre la surface métallique,

tous ces résultats sont différents de ceux que l'on obtient habituellement sur les couches métalliques appelées « minces » et nous portent à croire que le zinc dans le film métallique déposé sur notre papier est dans le même état au point de vue électrique que le zinc massif, qu'il n'est pas à l'état « mince ».

La valeur anormalement élevée de la résistivité s'expliquerait par des conditions géométriques ; nous avons déterminé une section « équivalente » du film, mais cette approximation n'est valable qu'à l'état macroscopique : or nous avons déjà noté que l'observation au microscope de nos couches y signale la présence de lacunes, de différences d'épaisseur, qui modifient la section utile au point de vue électrique.

Par ailleurs, la couche conservée sans précaution et qui paraît plus oxydée (aspect bleuté), est beaucoup plus résistante que l'autre. Ceci correspondrait à une plus forte proportion de zinc à l'état d'oxyde ce qui est indiscernable par l'analyse chimique, mais nous l'avons remarqué lors de l'étude de nos couches aux rayons X.

4^o) CONDUCTIBILITÉ THERMIQUE

Nous connaissons déjà les propriétés électriques du papier et celles du métal. Avant d'aller plus loin, il nous est nécessaire de connaître l'ordre de grandeur de la conductibilité thermique du papier métallisé ; nous allons la mesurer par une méthode de substitution qui nous dispensera d'effectuer de nombreuses corrections provenant des déperditions de chaleur ou de capacités calorifiques parasites.

a) Considérons tout d'abord plusieurs couches superposées de papier métallisé reposant sur du feutre (fig. 21) ; pour améliorer les contacts, enrobons leurs extrémités dans deux feuilles relativement épaisses d'aluminium, puis plaçons sur chacune de ces extrémités un cylindre métallique présentant une cavité dans laquelle se trouve un thermomètre.

Enlevons momentanément le cylindre B de sa position normale, chauffons-le à une température déterminée puis remettons-le à sa place ; au bout d'un certain temps, la température du cylindre A s'élève suivant une loi presque linéaire en fonction du temps.

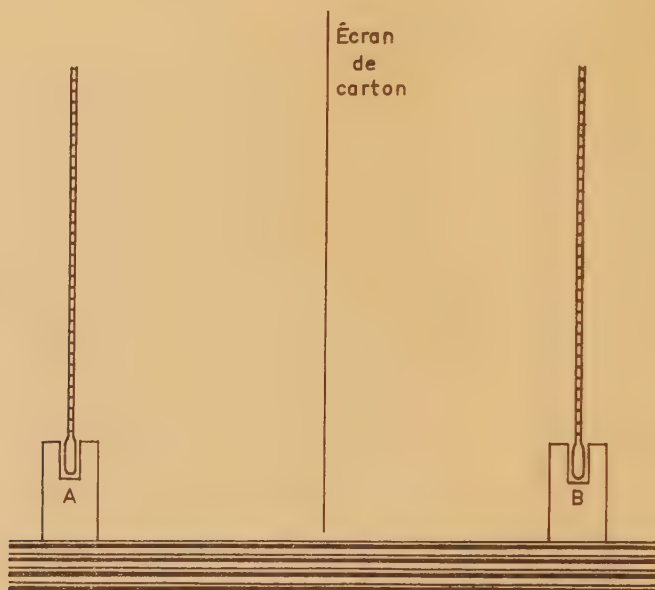


FIG. 21. — Le cylindre A étant porté à une certaine température, la mesure de l'échauffement du cylindre B permet de déterminer, par comparaison avec les résultats obtenus dans les mêmes conditions avec une feuille d'aluminium, la conductibilité calorifique de nos couches métalliques.

N. B. — L'ensemble était placé sur du feutre et dans une enceinte à l'abri des courants d'air.

Remplaçons maintenant les couches de papier métallisé par une seule feuille métallique F de même longueur et de même largeur mais suffisamment épaisse pour que sa conductibilité soit la même que celle du métal massif. Si nous recommençons l'expérience dans ces conditions absolument identiques, nous retrouvons également pour le cylindre A une loi d'échauffement linéaire en fonction du temps. Par tâtonnements, nous avons cherché le nombre de feuilles de papier métallisé qui fournissait la même loi que la feuille d'aluminium ou du moins une loi très voisine. Précisons que pour éviter les pertes par rayonnement et par convection, nous avons placé entre

les deux cylindres de métal des écrans de carton et que nous avons aussi tracé la courbe d'échauffement lorsqu'on ne place entre les cylindres aucune feuille conductrice. Nous avons constaté que le rapport entre l'échauffement provoqué par la présence de 98 feuilles de papier métallisé et celle d'une feuille d'aluminium de 10 microns d'épaisseur était de 0,75. D'où nous concluons que les 98 couches de papier métallisé ont une conductibilité équivalente à une couche d'aluminium massif de 7,5 microns. L'épaisseur de zinc déposé sur le papier métallisé étant environ 7 microns ceci nous conduirait à donner à ce zinc la même conductibilité qu'à l'aluminium ce qui est en contradiction avec les valeurs fournies par les tables de constantes. Mais il ne faut pas oublier la présence de la couche de papier, 100 fois plus épaisse que le métal déposé et dont la conductibilité n'est pas négligeable. Or les conductibilités ont les valeurs suivantes (d'après CARSLAW and JAEGER) :

Aluminium	:	$K_1 = 2,01$	W/cm ²
Zinc	:	$K_2 = 1,13$	W/cm ²
Bois	:	$K_3 = 0,0023$	W/cm ² .

Si nous admettons que la conductibilité du bois dans le sens des fibres est sensiblement celle de la cellulose, donc celle du papier nous avons à associer en parallèle une couche de zinc et une couche de papier de conductibilité 100 fois plus faible mais d'épaisseur 100 fois plus grande.

Ce qui nous conduit à adopter pour la conductibilité du zinc déposé en couche sur notre papier :

$$K = K_1 - 100 K_3 = 2,01 - 0,23 = 1,78 \simeq 1,8 \text{ W/cm}^2.$$

b) Mais le transfert de chaleur peut, dans d'autres conditions expérimentales, avoir lieu dans un sens perpendiculaire aux couches de papier de sorte que nous avons aussi à connaître sa conductibilité thermique transversale. Nous la mesurons par une méthode analogue mais en mettant cette fois l'un sur l'autre les cylindres A et B à travers plusieurs couches de papier métallisé. Nous avons trouvé que 28 couches de papier conduisaient de la même manière qu'une vitre de verre de 2,30 mm d'épaisseur. La résistance au flux de chaleur d'une couche de papier métallisé est donc analogue à celle d'une vitre de 0,081 mm d'épaisseur. Ce flux est égal à :

$$H (\theta_1 - \theta_0).$$

H : résistance calorifique par unité d'aire.

$\theta_1 - \theta_0$: différence de température entre les deux faces. Ce que nous voulons déterminer, c'est le flux perdu par cm² de métal vers

les couches de papier situées l'une au-dessus, l'autre au-dessous. On l'admet proportionnel à :

— θ différence entre la température du métal et celle du papier supposée uniforme. Dans les conditions de notre expérience, on prend pour température moyenne du papier entre 2 couches métalliques dont les températures sont θ_n et θ_{n+1} :

$$\frac{\theta_n + \theta_{n+1}}{2}$$

(Il y a 2 échanges correspondant chacun à une chute de température de $\frac{\theta_n - \theta_{n+1}}{2}$: pour chaque feuille.)

L : coefficient par cm^2 analogue au coefficient d'échange superficiel et que l'on suppose constant, soit finalement pour ce flux :

$$F = L\theta = 2 L \frac{(\theta_1 - \theta_0)}{2} = L (\theta_1 - \theta_0).$$

D'où, en comparant les deux expressions du flux on tire :

$$L = H$$

On calcule H pour la couche de verre correspondante à une couche de papier métallisé :

$$H = \frac{K}{a} = \frac{80 \times 10^{-4}}{0,08 \times 10^{-1}} = \frac{8 \cdot 10^{-3}}{8 \cdot 10^{-3}} = 1 \text{ W/cm}^2$$

CHAPITRE III

CLAQUAGE DU PAPIER MÉTALLISÉ ÉTUDE THÉORIQUE ET MÉTHODES D'OBSERVATION

I — CLAQUAGE DU PAPIER ORDINAIRE.

Avant d'étudier le claquage du papier métallisé, il nous a paru utile de connaître l'influence d'une tension exagérée sur une feuille non métallisée de papier pour condensateur et en particulier de chiffrer l'influence des différents facteurs physiques sur la dimension des surfaces détériorées.

Nous avons pu apprécier combien était important le choix de la nature et de la forme des électrodes. Aussi nous avons effectué deux séries de mesures : pour la série A nous avons utilisé deux électrodes de cuivre soigneusement dressées dont les bords étaient arrondis pour éviter les effets de bord ; pour la série B, nous avons enroulé nos échantillons de papier sur un cylindre de 2 cm de diamètre entre deux feuilles d'aluminium. Avant de donner nos résultats nous voudrions formuler les remarques suivantes :

1) On a limité, pour chaque série, le nombre d'essais à 10. On sait que la tolérance maxima de points conducteurs par mètre carré pour un papier condensateur est de l'ordre de 50, ce qui donne

environ un point conducteur pour au moins 200 cm². Nos échantillons étaient de petits carrés de 5 × 5 cm². La probabilité pour rencontrer un point conducteur dans la série de 10 essais était donc voisine de 1. Pratiquement cela se marquait par une surface perforée nettement plus grande que la moyenne des autres de la même série : il y a eu naturellement des cas où nous avons rencontré deux, zéro ou même trois points conducteurs dans la même série ; dans ce cas, en prenant la moyenne de deux ou trois séries identiques mais groupées en un seul tableau, on retombait sur des indéterminations relatives moyennes comparables aux autres.

2) Dans des conditions identiques, le claquage peut se faire par un trou unique ou par deux ou même trois trous simultanés. On a comparé les surfaces totales dégagées dans les différents cas et on a remarqué que la superficie du trou unique est égale à la somme des surfaces des différents trous quand ils sont plusieurs, ce résultat était obtenu à la précision de la moyenne des résultats.

3) Des résultats trouvés ci-dessous, on peut dire dès à présent qu'ils ne peuvent pas être quantitatifs car on a négligé un grand nombre de facteurs (on ne tient pas compte de l'oxydation du papier, de sa combustion qui doit dégager de l'énergie ; la tension aux bornes du condensateur ne retombait pas toujours à zéro ; il y avait parfois formation d'oxyde sur les électrodes, etc...). Néanmoins, quoiqu'imparfaits, ces résultats donnent une idée de l'influence de la variation des différents facteurs étudiés sur la surface dégagée.

Influence de la tension

Pour du papier non métallisé un claquage équivaut à un court circuit franc et définitif ; il n'est donc pas possible dans les essais, d'utiliser une source à tension constante et l'on doit nécessairement emprunter à un condensateur auxiliaire l'énergie nécessaire au claquage.

On chargeait à une tension U une capacité réservoir C = 2,5 microfarads, on la séparait alors de la source et on réunissait ses bornes à celles de notre échantillon à claquer. Voici les résultats :

Série A				
U en Volts ...	420	640	840	1000
S en mm ²	0,114	0,136	0,183	0,218
Série B				
U en Volts ...	420	640	820	
S en mm ²	0,093	0,212	0,370	

Influence de la capacité du condensateur réservoir

Série A pour 640 Volts on a :

C en μF	2,5	5
S en mm^2	0,136	0,248

Série B, pour la même tension :

C en μF ...	1	2	2,5	3	3,5	4	5	7,5	9,5
S en mm^2 ...	0,053	0,101	0,146	0,152	0,178	0,234	0,262	0,324	0,550

Influence de la résistance série

On plaçait en série, avec l'échantillon à claquer une résistance qui limitait l'intensité du courant de claquage et dissipait de la puissance par effet Joule. On a trouvé : pour une tension de 840 V et une capacité réservoir de 5 μF :

R série en $\text{K}\Omega$...	0	50	100	500
S en mm^2	0,248	0,082	0,059	0,030

Influence de la pression

A l'aide d'une presse, nous avons écrasé notre système sous une pression de l'ordre de 250 Kg/cm^2 . On a enregistré alors une diminution de 10 % de la surface perforée ; ce résultat paraît vraisemblable mais l'imprécision des mesures ne nous permet pas d'être très affirmatifs. De toute façon, l'effet de la pression ne nous a pas paru être aussi important que tous les autres que nous venons d'exposer. Nous l'avons donc négligé dans nos mesures, nous contentant d'un bon contact de l'échantillon de papier avec les électrodes.

Dans tous nos claquages de papier métallisé que nous avons effectués par la suite, même lorsque les énergies étaient du même ordre de grandeur que celles utilisées ci-dessus, nous avons rarement trouvé de trou dans le papier dont le diamètre soit supérieur à 20 microns. Ce qui variait surtout, c'était l'aspect et la surface de l'aurole démétallisée. La quantité d'énergie, qui correspond à la surface de l'ouverture percée dans le papier et dont nous pouvons déterminer l'ordre de grandeur à l'aide des résultats précédents, est très petite devant l'énergie totale utilisée dans un claquage de papier métallisé. Dans un tel claquage, la surface du trou dans le papier est toujours très petite et dans les bilans d'énergie, on pourra tou-

jours négliger sa contribution. Les figures 22 et 23 montrent une détérioration par claquage d'un papier métallisé et un papier ordinaire, dans les mêmes conditions expérimentales. Le grandissement est le même pour les deux échantillons et pourtant on ne distingue pas, dans l'auréole démétallisée, la surface perforée.

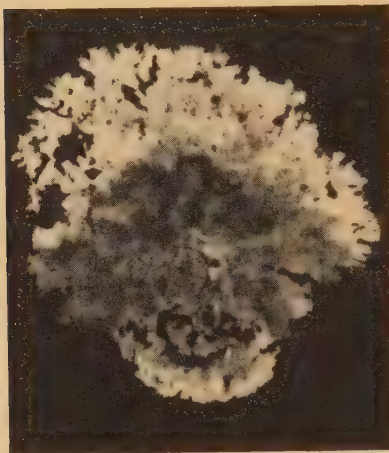


FIG. 22



FIG. 23

Comparaison des dégâts effectués par deux décharges réalisées dans les mêmes conditions, à gauche sur du papier métallisé, à droite sur du papier ordinaire pour condensateur. Grandissement : 40.

A gauche, dans la zone démétallisée, on ne distingue pas le trou percé dans le papier par l'étincelle : à droite au contraire il a des dimensions notables.

On voit que dans le papier métallisé, la perforation elle-même n'absorbe qu'une faible partie de l'énergie.

II — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES SUR LE CLAQUAGE DU PAPIER MÉTALLISÉ

Les condensateurs au papier métallisé sont en général le siège de phénomènes très complexes et si l'on veut essayer de les soumettre au calcul, il faut les schématiser au maximum, se placer dans des conditions aussi simples que possible.

Nous nous bornerons donc à considérer seulement deux cas limites :

a) Celui où on fait claquer le condensateur au moyen d'impulsions assez courtes pour que la chaleur produite en un point quelconque par effet Joule n'ait pas le temps, avant le claquage, de se propager à distance appréciable; la conductibilité thermique n'aura pas à intervenir.

b) Celui, où au contraire le claquage ne se produira qu'au bout d'un temps assez long; on pourra donc considérer qu'avant le claquage on est sensiblement en régime permanent, la température n'atteignant en aucun point celle de la fusion du zinc.

10) Négligeons donc pour commencer la conductibilité thermique.

Soient r_1 le rayon du défaut conducteur, r_2 un rayon très grand (demi-largeur du ruban) et un rayon r intermédiaire :

Loi d'Ohm $i = U/R_t$ $R_t =$ résistance totale.

$$dR = \rho \frac{dr}{2 \pi r}$$

$\rho =$ résistivité d'un carré quelconque

$$R_t = \frac{\rho}{2 \pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{\rho}{2 \pi} \cdot \text{Log } r_2/r_1$$

et :

$$i = \frac{2 \pi}{\rho} \cdot \frac{U}{\text{Log } r_2/r_1}$$

Soit dW la puissance dégagée dans une couronne de largeur dr :

$$dW = i^2 dR = \frac{4 \pi^2 U^2}{\rho^2 (\text{Log } r_2/r_1)^2} \cdot \rho \frac{dr}{2 \pi r}$$

L'échauffement est proportionnel à la puissance dégagée par unité de surface, qui vaut ici :

$$\begin{aligned} \frac{dW}{ds} &= \frac{dW}{2 \pi r \cdot dr} = \frac{4 \pi^2 U^2}{\rho^2 (\text{Log } r_2/r_1)^2} \cdot \frac{\rho \cdot dr}{2 \pi r} \cdot \frac{1}{2 \pi r \cdot dr} \\ &= \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{U}{r \text{ Log } r_2/r_1} \right)^2 \end{aligned}$$

C'est pour $r = r_1$ que cet échauffement est maximum. Comme r_2 est donné la température maxima augmente quand r_1 diminue. Il en résulte que, plus un défaut est petit, plus il a de chances de claquer.

2^o) Supposons maintenant qu'il existe un régime transitoire aboutissant au bout d'un temps suffisamment long à un régime permanent.

Le système étant de révolution autour du point faible, comme la température varie à la fois dans le temps et dans l'espace, nous prendrons un système de coordonnées cylindriques et nous raisonnerons sur un cylindre de hauteur égale à l'unité et de rayon r .

Le courant de flux calorifique qui traverse un centimètre carré est :

$$F = \frac{K}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial r}$$

en appelant t le temps, θ la température et K la conductibilité du métal.

La variation de ce courant de flux, en fonction de r , pour un temps très court dt est :

$$\left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_t = \frac{K}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} - \frac{K}{2\pi} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial r}$$

Or la variation de flux provient de trois effets :

a) Dissipation latérale vers le papier :

$$2\pi r \cdot dr \cdot H \cdot \theta \cdot dt$$

(H est un coefficient d'échange superficiel, la température du papier étant *considérée comme constante* ; il a été déterminé expérimentalement).

b) Echauffement du métal :

$$2\pi r \cdot dr \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} \cdot dt.$$

c : chaleur spécifique du métal.

c) Effet Joule :

$$dR \cdot r^2 \cdot dt = dR \cdot U^2 \cdot dt / R^2_t$$

Pendant un temps très court dt , et pour un cylindre creux d'épaisseur très mince dr , on peut donc écrire l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} dF &= - \left[\frac{K}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{K}{2\pi} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial r} \right] dr \cdot dt \\ &= - \left[2\pi r \cdot dr \cdot H \cdot \theta \cdot dt - dR \cdot \frac{U^2}{R^2_t} dt + 2\pi r \cdot dr \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} dt \right] \\ \frac{\partial F}{\partial r} \cdot dr \cdot dt &= - \left(2\pi r \cdot H \cdot \theta \cdot dt + 2\pi r c \frac{\partial \theta}{\partial t} dt \right) + \frac{dR}{dr} \cdot \frac{U^2}{R^2_t} \cdot dr \cdot dt \\ \frac{\partial F}{\partial r} &= - 2\pi r \left(H \cdot \theta + c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) + \frac{U^2}{R^2_t} \cdot \frac{dR}{dr} \end{aligned}$$

Intégrons et remplaçons F par sa valeur :

$$\begin{aligned} - \frac{K}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial r} &= - \pi r^2 \left(H \cdot \theta + c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) + \frac{U^2}{R^2_t} \cdot R \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} &= \frac{2\pi^2 \cdot r^3}{K} \left(H \cdot \theta + c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) - \frac{U^2}{R^2_t} \cdot \frac{2\pi r}{K} \cdot \frac{\rho}{2\pi} \cdot \text{Log } r/r_1 \end{aligned}$$

Supposons possible un équilibre de température ; un régime permanent s'établira au bout d'un temps plus ou moins long et nous aurons $\partial \theta / \partial t = 0$.

Notre équation devient alors :

$$\frac{d\theta}{dr} - \frac{2\pi^2 H}{K} \cdot r^3 \cdot \theta = - \frac{U^2}{R^2_t} \cdot \frac{\rho}{K} \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1.$$

Equation sans second membre :

$$\frac{d\theta}{dr} - \frac{2\pi^2 H}{K} \cdot r^3 \cdot \theta = 0.$$

Solution générale de l'équation sans second membre :

$$\theta = C \cdot \exp (\pi^2 H r^4 / 2 K)$$

(C étant une fonction de r).

Pour déterminer C, nous appliquerons la méthode de variation des constantes :

$$C' = B/u$$

avec $B = -U^2/R_t^2 \cdot \rho/K \cdot r \text{ Log } r/r_1$

et $u = \exp (\pi^2 H r^4/2 K)$

d'où :

$$C = \int \frac{B}{u} = -U^2 \cdot \rho/K \cdot R_t^2 \int \exp (-\pi^2 H r^4/2K) \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1 \cdot dr$$

L'expression de θ est donc :

$$\theta = -\frac{U^2}{R_t^2} \cdot \frac{\rho}{K} \cdot \exp (\pi^2 H r^4/2K) \int \exp (-\pi^2 H r^4/2K) \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1 \cdot dr + D$$

où D est une constante.

Posons :

$$f(r) = \exp (\pi^2 H r^4/2K) \cdot \int \exp (-\pi^2 H r^4/2K) \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1 \cdot dr$$

Nous savons qu'il n'y a dégagement de chaleur que pour $r_1 < r < r_2$ (r_2 étant de l'ordre du centimètre) ; donc nous ne ferons varier notre fonction qu'entre ces deux valeurs.

Pour calculer l'intégrale, nous adoptons deux méthodes différentes suivant l'importance de la distance r .

a) Pour les faibles valeurs de r , on a :

$$i = \int_{r_1}^r \exp (-\pi H r^4/2K) \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1 \cdot dr \simeq \left[r^2/2 (\text{Log } r/r_1 - 1/2) \right]_{r_1}^r$$

ce qui permet de calculer immédiatement $f(r)$ jusqu'à $r = 0,1$ centimètre.

b) Pour les valeurs de r supérieures à $0,1$ centimètre, nous opérons graphiquement après avoir remplacé $\pi^2 H/2K$ par sa valeur numérique expérimentale $2,78$ (déterminée par les résultats de la 4^e partie du chapitre II). Nous construisons la courbe représentant :

$$\exp (-\pi^2 H r^4/2 K) \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1$$

et nous évaluons la surface comprise entre cette courbe et l'axe des r .

A l'aide des valeurs ainsi calculées de l'intégrale, nous pouvons calculer $f(r)$. En prenant $r_1 = 10^{-4}$ centimètre nous avons obtenu les résultats du tableau suivant :

r en cm	$\exp (2,78 r^4)$	$\exp (-2,78 r^4) \cdot r \cdot \text{Log } r/r_1$	i	f (r)
0,0001				0
0,0002				$0,6 \times 10^{-8}$
0,0005				7×10^{-8}
0,001				$0,8 \times 10^{-6}$
0,002				5×10^{-6}
0,005				21×10^{-6}
0,01				2×10^{-4}
0,02				$9,6 \times 10^{-4}$
0,05				77×10^{-4}
0,1	1,00028	0,69	0,034	0,034
0,2	1,0045	1,52	0,15	0,153
0,4	1,07	2,70	0,58	0,61
0,5	1,17	4,07	1,02	1,19
0,6	1,44	3,62	1,36	1,96
0,7	1,96	3,16	1,69	3,31
0,8	3,09	2,61	1,98	6,12
1,0	16,3	0,55	2,30	37,5

Nous avons admis que pour chaque point il existe une température d'équilibre et nous avons vu alors que l'équation qui donne θ à chaque distance r est une fonction décroissante de r et que cette fonction est continue. La température la plus élevée correspond donc à la distance r la plus petite possible soit pour $r = r_1$. Comme $f(r_1) = 0$, nous déterminons la constante d'intégration D : $D = \theta_M$ en appelant θ_M la température en un point correspondant à la distance $r = r_1$.

Pour $r = 1$ cm, nous trouvons sensiblement la température extérieure que nous avons choisie comme zéro.

Donc : $0 = -37,5 \cdot U^2 \cdot \rho / K R_t^2 + \theta_M$
 et : $\theta_M = 37,5 \cdot U^2 \cdot \rho / K R_t^2$
 et comme : $R_t = (\rho \cdot \text{Log } r_2/r_1) / 2 \pi$
 on a : $\theta_M = 4 \pi^2 U^2 / \rho K \text{Log}^2 r_2/r_1$

et comme r_2 est donné, plus un défaut est petit, plus la température maximum θ_M est basse. Ici, plus un défaut est grand, plus il a de chances de claquer.

Nous voyons que la température maximum est atteinte pour $r = r_1$ et qu'elle est proportionnelle :

- au carré de la tension appliquée,
- à l'inverse de la résistivité électrique ρ de la couche métallique,
- à l'inverse de la conductibilité calorifique de cette couche.

Enfin, en remplaçant $U^2/R_t^2 \times \rho/K$ par $\theta_M/37,5$ l'équation de la température en fonction de la distance r devient :

$$\theta = \theta_M (1 - f(r)/37,5).$$

Nous dressons le tableau suivant qui nous donne les différentes valeurs de θ en fonction de r et qui nous a permis de tracer la courbe de la fig. 24.

r en cm	θ (en fonction de θ_M pris comme unité)
0,0001	1
0,001	0,99999997
0,01	0,999994
0,1	0,9991
0,2	0,996
0,4	0,984
0,5	0,968
0,6	0,948
0,7	0,912
0,8	0,837

Cette distribution de température, qui se maintient constante sur une certaine distance puis qui décroît brutalement, montre qu'une certaine surface de métal atteindra la température de fusion et que si une explosion éclate au centre, elle balaiera facilement le métal tout autour du défaut.

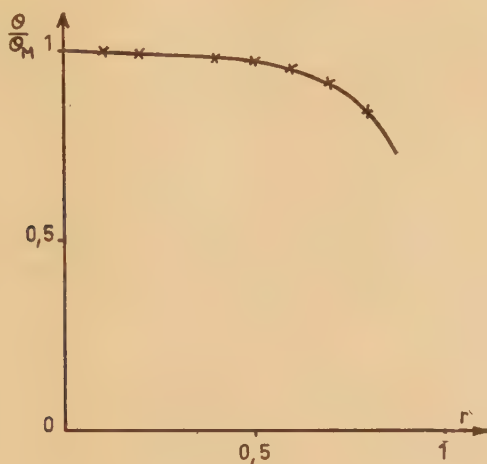


FIG. 24

Signalons, pour en terminer, que la température maximum d'équilibre θ_M peut être très voisine de la température de fusion du métal. Si, à ce moment-là arrive une quantité de chaleur supplémentaire (provenant d'un claquage survenu à petite distance par exemple), on atteint le régime instable et notre point faible claque à son tour. Nous verrons au chapitre VI l'existence d'une répétition de claquages qui peut s'expliquer de cette façon.

Nous avons vu d'abord que si on soumet notre papier métallisé à une **impulsion de tension**, plus un défaut est petit, plus il a de chances de claquage. Nous venons de voir maintenant qu'au contraire, si nous opérons en **régime permanent**, une démétallisation autour d'une particule conductrice a d'autant plus de chances de se produire que celle-ci a un diamètre plus important. Ces résultats, qui au premier abord pouvaient paraître contradictoires, mettent en évidence la complexité des phénomènes.

III — MÉTHODES DE MESURES

10) Etude du courant de claquage

Le courant de claquage étant extrêmement court, on ne peut l'étudier qu'au moyen d'oscillographes cathodiques. Ceux-ci, du moins ceux que l'on trouve couramment dans le commerce, sont équipés en voltmètres ; pour les transformer en ampèremètres, il convient donc d'introduire dans le circuit de claquage (dont la résistance est très faible pour les condensateurs à feuilles shoopées) une résistance série supplémentaire. La présence de cette dernière risquant de diminuer l'intensité et par conséquent d'allonger le temps de claquage, nous avons été conduits, pour étudier le courant de claquage à opérer en deux étapes : d'abord évaluer sa durée, ensuite sa forme.

a) Détermination de la durée de claquage

Le condensateur étudié, de faible capacité était mis directement en parallèle avec un oscillographe et un bon condensateur de $2\ \mu\text{F}$ et l'ensemble était réuni à la source de haute tension continue par l'intermédiaire d'une résistance de 1 mégohm et d'un interrupteur.

On fermait l'interrupteur ; une ou deux secondes après, quand la tension aux bornes du condensateur étudié était devenue suffisante le claquage se produisait.

La courbe observée sur l'écran de l'oscillographe et qui représentait la tension aux bornes du condensateur présentait l'aspect de la figure 25a, le temps de décharge étant représenté par A B.



FIG. 25. — Oscillogrammes de claquages :

a) à l'intérieur d'un condensateur d'essai relié à l'alimentation par une résistance de valeur élevée (AB mesure la durée du claquage) ;

b) à l'intérieur d'un condensateur d'essai, l'énergie étant fournie par une capacité réservoir (on utilisait dans ce cas un balayage déclenché).

Un étalonnage de la base des temps par un courant de fréquence 15 000 Hertz a permis d'en déduire que la durée du claquage est de l'ordre de 10 microsecondes ; il était difficile de préciser davantage la trace du faisceau cathodique dessiné sur papier quadrillé placé devant l'écran, apparaissant toujours très pâle et difficile à photographier.

Il ne semble pas, à la précision de nos mesures, que la tension à laquelle a lieu le claquage ait une grande influence sur la durée de celui-ci ; enfin quand on exagère la tension, les claquages se succèdent rapidement et toute mesure devient alors illusoire.

b) *Forme de la courbe*

L'introduction d'une résistance R en série dans le circuit allonge la durée du claquage. Ainsi, avec un clou posé à l'air libre sur du papier métallisé, le temps de volatilisation qui est de 0,1 milliseconde avec une résistance de 0,6 Ohm en série atteint une milliseconde pour une résistance série de 20 Ohms. Par contre la forme du courant pendant le claquage ne semble pas être affectée. Elle est toujours caractérisée par un arrêt extrêmement net qui doit correspondre à la condensation de la vapeur provenant de la couche de zinc. L'allure la plus générale est ainsi présentée par la fig. 25b où le courant débute brusquement une intensité initiale de 15 Ampères, décroît exponentiellement jusqu'à 8 Ampères qu'il atteint au bout de 0,1 milliseconde, puis tombe à zéro en un temps très court non mesurable (tension de claquage : 500 Volts, 1 Ohm en série).

2°) **Mesure de l'énergie absorbée dans un claquage**

Pour déterminer expérimentalement cette énergie, nous avons utilisé comme intermédiaire, tantôt un voltmètre électrostatique, tantôt un fluxmètre.

a) Lorsque cette énergie était emmagasinée dans un condensateur réservoir C aux bornes duquel nous avons branché le voltmètre électrostatique v (fig. 26), au début de l'expérience nous fermions l'interrupteur I pendant quelques secondes jusqu'à ce que la tension s'équilibre à la valeur V . Nous ouvrons ensuite I et nous fermions l'interrupteur I' du circuit où nous avons placé le condensateur C' à claquage. Dès qu'un claquage se produisait, nous notions la

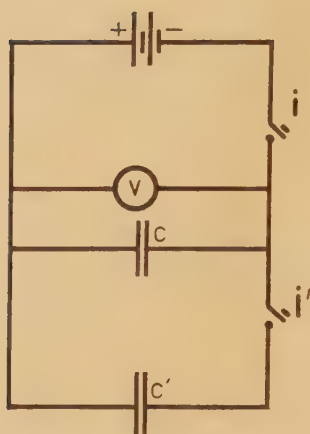


FIG. 26. — **Claquage obtenu à partir d'une capacité réservoir.** — I' étant ouvert, on chargeait la capacité réservoir C à la tension V mesurée sur le voltmètre électrostatique v . On ouvrait I et on fermait I' , on notait la déviation de V dès qu'un claquage se produisait dans le condensateur étudié C' .

déviation V' du voltmètre. A condition que la capacité C' soit petite devant C , l'énergie dépensée pendant le claquage était donnée par la formule :

$$W = C (V^2 - V'^2)/2$$

ou encore si la chute de tension ΔV était petite devant V :

$$W = CV \cdot \Delta V$$

b) Lorsque le courant était fourni directement par une alimentation de débit suffisant et dont la tension V se maintenait constante, nous utilisions un fluxmètre fortement shunté, fonctionnant en balistique ; il nous fournissait, après étalonnage par la décharge d'un condensateur de capacité connue, la quantité d'électricité Q absorbée pendant le claquage. L'énergie correspondante était alors :

$$W = QV.$$

3^o) Mesure de la quantité de chaleur dégagée dans un claquage

La méthode utilisée était la suivante, le condensateur d'essai était constitué par du papier métallisé enroulé autour du réservoir d'un thermomètre très sensible, puis on bobinaut sur ce condensateur quelques spires de fil résistant et on recouvrait le tout de quelques couches d'aluminium que l'on enveloppait encore dans quelques feuilles de papier ; l'ensemble était placé dans un vase Dewar.

Dans une première expérience on obtenait pendant le temps t , sous tension constante, n claquages du condensateur (mesurés au compteur) et le thermomètre indiquait finalement un échauffement θ .

En même temps nous mesurons, par une méthode sur laquelle nous reviendrons au chapitre VII, la résistance de fuites R à partir du courant permanent qui circulait dans les intervalles de temps entre les claquages. Si la tension appliquée au condensateur était U , les pertes Joule dues à ce courant permanent étaient :

$$W_1 = U^2/R \times t.$$

Dans une autre série d'expériences nous avons envoyé dans le fil résistant pendant t secondes un courant i sous la tension u et, par tâtonnements on cherchait l'intensité de ce courant qui produisait le même échauffement θ . Ceci correspondait à un apport d'énergie :

$$W_2 = uit.$$

Puisque l'échauffement θ était le même dans les deux cas, c'est que l'énergie apportée W_2 est égale à la somme de l'énergie W_1 due aux pertes Joules du courant permanent et à celle W_3 correspondant aux n claquages.

La quantité de chaleur moyenne dissipée au cours d'un claquage était, dans ces conditions :

$$W = W_3/n = (W_2 - W_1)/n$$

4^o) Enregistrement du nombre de claquages

Pour les mesures de courte durée, et surtout pour celles où nous voulions situer la position des claquages dans le temps, nous avons utilisé un milliampèremètre enregistreur Rapidgraph (Séfram) placé dans le circuit plaque d'une triode. La grille de celle-ci était faiblement polarisée, et elle était reliée à une résistance de petite valeur insérée dans le circuit du condensateur à étudier, qui la polarisait négativement pendant un claquage, ce qui se traduisait par des chutes brutales du courant dans l'enregistreur. Les inconvénients d'un tel système sont sa réponse non linéaire (ce qui n'a pas d'importance lorsqu'on ne s'intéresse qu'au nombre et non à la forme des claquages) et le fait que la triode débite constamment son courant maximum. Par contre, le gros avantage est la protection du milliampèremètre enregistreur : si un débit exagéré survenait dans le circuit claquage, la grille de la triode devenait fortement négative et cela se traduisait par un courant nul dans le Rapidgraph.

Pour les mesures de longue durée nous avons eu recours à un compteur mécanique. Comme l'appareil précédent, il était commandé par une résistance insérée dans le circuit de claquage ; un amplificateur et un dispositif de mise en forme complétaient l'installation.

5°) Mesure de la surface d'une auréole démétallisée

Le papier métallisé était placé sur la platine du microscope et au moyen d'une chambre claire on dessinait sur une feuille de carton bien homogène le contour de l'auréole convenablement agrandi, on découpait ensuite avec des ciseaux, puis on pesait. Nous déterminions le grandissement utilisé au moyen d'un micromètre objectif placé sur la platine de notre microscope. Dans le même carton que précédemment, on dessinait, on découpait et on pesait un carré construit sur cette unité de longueur. Une simple règle de trois nous permettait alors de passer des poids des morceaux de carton découpés aux surfaces qui leur correspondaient.

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE LA SURFACE DÉMÉTALLISÉE ET INFLUENCE DE LA TENSION

I — DÉCHARGE ENTRE AIGUILLE ET PAPIER MÉTALLISÉ

Avant d'examiner les dégâts produits par les claquages à l'intérieur même d'un condensateur industriel, il est intéressant d'étudier ceux qui résultent du passage d'un courant intense dans un circuit expérimental, constitué par une fine aiguille reposant par sa pointe sur la face conductrice d'une feuille de papier métallisé ; les résultats sont alors beaucoup plus facilement accessibles et permettent d'obtenir rapidement de nombreux renseignements.

Les résultats d'un claquage dépendant dans une large mesure des conditions dans lesquelles il s'est produit, il convient de préciser le dispositif expérimental.

Si nous voulons examiner, par exemple, l'influence de la tension sur la surface de l'auréole démétallisée, il est nécessaire d'amener le courant à la couche métallique d'une manière reproductible. Pour cela, nous avons utilisé de fines aiguilles d'acier dont le diamètre terminal était de 0 06 mm ; afin d'éviter les pressions excessives qui auraient enfoncé la pointe de l'aiguille dans le papier à travers le film de métal, et d'autre part pour que la pression soit suffisante pour éviter soit une forte résistance de contact, soit que le claquage ne soit déclenché par un amorçage dans l'air, nous avons fixé notre aiguille à l'extrémité d'une bascule presque en équilibre. Un fluxmètre fortement shunté permettait de mesurer les quantités d'électricité mises en jeu. Le secteur ne présentant pas une stabilité suffisante, nous

avons utilisé comme source de tension le dispositif de la figure 1, après avoir connecté à ses bornes une batterie de condensateurs de $11\ \mu\text{F}$ servant de réservoir d'énergie. Nous avons tout d'abord, dans une série d'expériences, fait varier les conditions de vaporisation en maintenant constante et égale à 200 Volts la tension, en prenant soin de n'appliquer celle-ci qu'après avoir établi le contact entre l'aiguille et le papier métallisé.

1^o — Étincelle à l'air libre. — Nous avons commencé par produire des étincelles à l'air libre. Tout d'abord il nous faut signaler une dissymétrie sur laquelle nous reviendrons : selon que la pointe est positive ou négative, l'auréole démétallisée est tourmentée ou au contraire dégagée régulièrement et presque circulaire (Fig. 27 et 28).



FIG. 27. — Photographie d'une plage démétallisée à l'air libre, la pointe métallique posée sur le papier étant positive. On remarque les arborescences qui rayonnent autour de l'endroit où était posée la pointe sur la couche métallique.

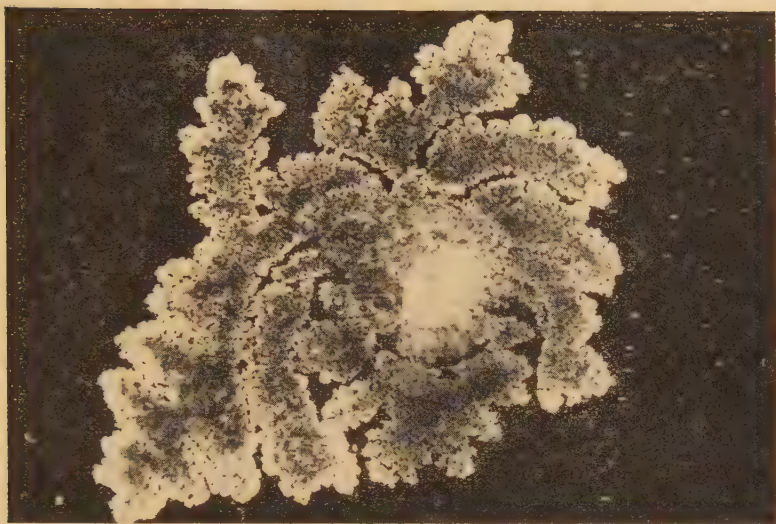


FIG. 28. — Photographie d'une plaque démétallisée à l'air libre, la pointe de l'aiguille étant négative. La plaque est presque compacte et on distingue des ombres correspondant à des vagues de condensation.

Voici, par exemple la photographie des auréoles obtenues en amenant le courant au papier au moyen de deux pointes : celle de droite était positive, celle de gauche était négative (Fig. n° 29). Dans les mesures suivantes, nous avons toujours examiné les deux cas.



FIG. 29. — La couche métallique était connectée à la source de courant au moyen de deux pointes : celle de droite était positive et celle de gauche négative. Suivant la polarité de la pointe, on retrouve les remarques déjà faites sur les deux clichés précédents.

2° — Etincelle sous couche de papier. — Cette fois, on recouvrait la bande de papier métallisé par une couche de papier blanc non métallisé que l'on appuyait fortement contre elle et que l'on perçait au moyen de l'aiguille. L'auréole est un peu plus petite et la dissymétrie est un peu moins marquée que précédemment. Sous le papier blanc, on a remarqué un dépôt grisâtre, ce qui montre qu'il y a une véritable explosion, et le fait que l'auréole démétallisée est un peu plus petite montre que cette explosion, faute de place, a été en quelque sorte écrasée. La durée du claquage a d'ailleurs diminué de 25 % environ.

3° — Etincelle sous couche d'huile. — Avant de poser l'aiguille sur le papier métallisé, on y répandait un peu d'huile (on avait d'ailleurs vérifié que l'épaisseur de celle-ci ne change pas grand chose au résultat).

L'étincelle est beaucoup plus localisée qu'à l'air libre mais elle dure presque aussi longtemps. Par contre la quantité d'électricité consommée est plus faible, la surface démétallisée est beaucoup plus petite, beaucoup plus nette aussi : pas de halo plus ou moins foncé. La dissymétrie signalée au 1°) ne se manifeste que par le fait que les auréoles entourant la pointe négative sont sensiblement circulaires tandis que celles entourant la pointe positive présentent des difformités sur leur pourtour (fig. n° 30 et n° 31).



FIG. 30. — Photographie d'une plaque démétallisée sous huile, la pointe étant positive. On ne retrouve plus d'arborescences, mais le contour de l'auréole est irrégulier et très dissymétrique.



FIG. 31. — Photographie d'une plage démetallisée sous huile, la pointe étant négative. L'auréole est presque circulaire et son contour beaucoup plus régulier.

4^o) Si nous ajoutons une bande de papier par-dessus la couche d'huile, les résultats ne sont pas affectés, pas plus d'ailleurs que si nous remplaçons notre huile par une autre de viscosité différente.

5^o) En employant au lieu de l'aiguille une tige cylindrique de 1 mm de diamètre à l'air libre, nous avons obtenu des auréoles de même surface mais avec une consommation d'électricité beaucoup plus grande .

6^o) Nous avons recommencé les expériences en utilisant comme source de courant un condensateur réservoir préalablement chargé puis séparé de la source de tension : dans ces conditions, la tension baisse progressivement au cours du claquage, ce qui fait que l'arc s'éteint plus rapidement et que la surface dégagée est plus petite.

On a également constaté cet effet quand la résistance interne du générateur était trop forte : ainsi pour 64 Volts, nous avons dû travailler avec deux batteries d'accumulateurs en parallèle, une seule ne suffisant pas. Et, pour les tensions élevées, vu le faible débit de notre alimentation, nous avons dû employer des condensateurs qui jouaient le rôle de réservoir d'énergie. Ainsi pour 600 Volts, pointe positive, nous voyons qu'un claquage a absorbé 5 600 microcoulombs en 47 microsecondes. Dans le cas le plus favorable, notre alimentation dont le débit était limité à 50 milliAmpères aurait fourni :

$$Q = I t = 50 \times 10^{-3} \times 50 \times 10^{-6} = 2500 \times 10^{-9} \text{ Cb, soit } 2,5 \text{ microcoulombs.}$$

Les 5 600 microcoulombs devaient donc être fournis, pratiquement en totalité, par la capacité réservoir qui a dû être portée ici à plus de 50 μF pour avoir une chute de tension inférieure à 100 Volts. En outre, il faut signaler que malgré l'importante dimension des armées de courant (deux bandes de cuivre disposées en biais sur le papier métallisé et qui présentaient une longueur utile supérieure à 5 cm), des démétallisations apparaissaient au voisinage de ces électrodes, la surface de l'auréole démétallisée n'offrant alors plus guère d'intérêt. Ceci nous permet quand même de prévoir que, soumis à une tension exagérée, des condensateurs au papier métallisé pourront voir une partie ou même la totalité d'une de leurs armatures mise hors service ce qui entraînera une diminution ou même la disparition totale de la capacité.

70) Après ces essais plutôt qualitatifs nous avons finalement conservé comme nous paraissant les plus intéressants les cas suivants :

- série a) Claquages à l'air libre, pointe positive.
- série b) Claquages à l'air libre, pointe négative.
- série c) Claquages sous huile, pointe positive.
- série d) Claquages sous huile, pointe négative.

Nous avons placé en série une résistance de quelques Ohms qui, sans modifier le phénomène nous permettait d'observer à chaque fois sur un oscillographe travaillant en balayage déclenché, la durée et la forme du claquage. C'est ainsi, par exemple, que nous avons observé des réamorçages d'autant plus nombreux que la tension était plus élevée et, d'autre part, plus fréquents dans l'air que sous huile, ce qui nous fait penser que l'ionisation de l'air y a un rôle à jouer.

Les durées des claquages, que nous avons mesurées avec faible résistance en série, variaient de 20 à 115 microsecondes sans qu'il soit possible de mettre en évidence d'une manière nette l'influence de la tension ou même de la polarité ou de l'huile. Nous nous sommes bien entendu limités, dans ces mesures, aux cas où il n'y avait qu'un seul claquage sans réamorçage.

A l'intérieur de chacune des séries, à tension constante, on observe que :

a) Les surfaces démétallisées peuvent prendre des valeurs différentes, surtout dans les séries où des claquages avaient tendance à se réamorcer, mais en général on remarquait très bien l'existence d'une valeur privilégiée qui revenait assez souvent.

b) On a aussi remarqué l'existence d'une valeur privilégiée pour les quantités d'électricité. Comme nos claquages étaient individualisés, on a pu remarquer que c'étaient les mêmes qui présentaient à la fois la surface moyenne et la quantité d'électricité moyenne. Ce sont eux que nous considérerons comme claquages types lorsque nous construirons la courbe donnant la surface démétallisée en fonction de la tension.

c) Nous avons cru bon, vu les remarques précédentes, de construire les courbes donnant, à tension constante, la surface démétallisée en fonction de la quantité d'électricité. Ces courbes présentant la même allure, nous avons volontairement choisi des exemples dans les diverses séries et à des tensions différentes pour montrer la généralité du phénomène.

Série a) tension 200 Volts (fig. 32)

N° du claquage	Quantité d'électricité en millicoulombs	Surface démétallisée en mm ²
1	0,99	8,4
2	2,08	17,9
3	2,66	20,2
4	1,09	9,1
5	2,27	18,9
6	1,18	9,2
7	1,28	9,7
8	1,41	11,2
9	2,40	18,3
10	1,47	12,5

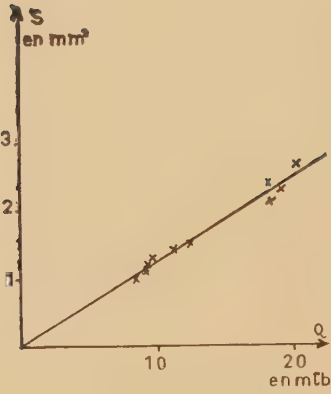


FIG. 32
A l'air libre, pointe positive.

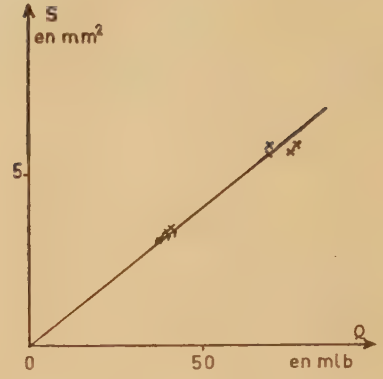


FIG. 33
A l'air libre, pointe négative.

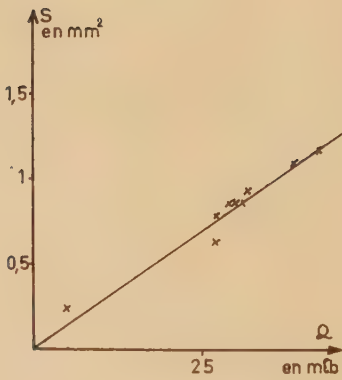


FIG. 34
Sous huile, pointe positive.

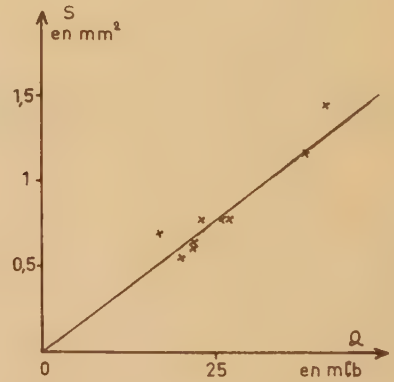


FIG. 35
Sous huile, pointe négative.

Différents exemples montrant qu'à tension constante et dans des conditions d'expérience semblables, la surface démétallisée dans un claquage est proportionnelle à la quantité d'électricité qui a traversé le circuit.

Les échelles de nos graphiques et les tensions appliquées sont différentes dans chaque cas.

Série b) même papier, 400 Volts (fig. 33)

N° de claquage	Quantité d'électricité en millicoulombs	Surface dégagée en mm ²
1	5,78	70
2	3,08	38
3	3,31	42
4	5,78	78
5	3,31	40
6	3,39	41
7	5,62	76
8	3,16	40
9	3,08	42
10	5,55	70

Nous voyons ici que les points se groupent autour de deux valeurs : l'une correspondant à un seul claquage, l'autre à un claquage suivi d'un réamorçage, l'ensemble des points est encore groupé autour d'une droite, si l'on porte en abscisses la quantité d'électricité et en ordonnées la surface démétallisée.

Série c) même papier, 700 Volts (fig. 34)

N° du claquage	Quantité d'électricité en millicoulombs	Surface dégagée en mm ²
1	1,17	42
2	0,23	5
3	0,86	29
4	0,78	27
5	0,86	30
6	0,86	29
7	0,94	32
8	0,86	31
9	0,62	27
10	1,09	38

Série *d*) même papier, 600 Volts (fig. 35)

N° du claquage	Quantité d'électricité en millicoulombs	Surface dégagée en mm ²
1	0,62	22
2	1,45	41
3	0,63	22
4	0,70	17
5	0,16	5
6	0,78	26
7	1,17	38
8	0,78	27
9	0,55	20
10	0,78	23

Ces dernières courbes sont encore sensiblement des droites. Ce qui nous permet d'affirmer : dans des conditions identiques de claquage et pour une tension constante, la surface démétallisée dans un claquage est proportionnelle à la quantité d'électricité absorbée.

Nous avons vu la généralité de cette loi. Elle n'est plus vraie cependant lorsque la tension est trop petite (30 Volts pour le claquage à l'air libre par exemple) car la surface démétallisée est alors petite et dépend de la configuration microscopique de la couche métallique qui varie d'un point à un autre comme nous l'avons vu. Elle n'est plus vraie non plus quand la tension est excessive (supérieure à 700 Volts dans notre cas) car il se produit alors des phénomènes parasites (volatilisation de la couche métallique près des armatures, dissipation par effet Joule, etc...).

Nous avons utilisé la pente des droites sur nos graphiques pour déterminer la quantité d'électricité nécessaire pour vaporiser un centimètre carré de métal pour plusieurs valeurs de la tension. Nous avons groupé sur le tableau suivant les résultats ; nous les utiliserons au chapitre V lorsque nous ferons le bilan d'un claquage.

Tension	Quantité d'électricité en millicoulombs nécessaire pour volatiliser 1 cm ²			
	Série a	Série b	Série c	Série d
100 Volts	19,5	11,5	30	18,5
200 Volts	12,7	7,8	9,8	13,8
300 Volts	9,7	7,9	4,1	6,5
400 Volts	12	6,3	3,1	2,2
500 Volts	8,9	7,2	3,0	4,3
600 Volts	10,3	6,6	2,5	3,0
700 Volts	9,8	8,0	2,9	2,9

Nous avons remarqué (parties *a*) et *b*) de ce paragraphe), que dans chacune des séries et pour une tension donnée, les aires démétallisées dans un claquage se groupaient autour d'une valeur moyenne. Sur le tableau suivant, nous donnons, dans chaque série et pour chaque valeur de la tension, la surface moyenne démétallisée dans un claquage.

Surface dégagée en mm²

Tension	série a	série b	série c	série d
100 Volts	1,9	1,3	0,5	0,4
200 Volts	10	15	3	5
300 Volts	24	30	6	9
400 Volts	30	40	8	17
500 Volts	43	61	9	19
600 Volts	49	83	11,5	24

8°) Nous remarquons que la surface démétallisée augmente en même temps que la tension. Pourtant si celle-ci devient exagérée, il apparaît des phénomènes secondaires que nous avons signalés et l'énergie se dissipe ailleurs que dans le claquage ; ainsi pour la série *b*) à 700 Volts, la surface moyenne de l'auréole n'est que de 77 mm².

Au contraire si la tension devient trop faible, l'énergie mise en jeu est trop faible pour vaporiser le métal et le courant passe en permanence. Cette tension était de l'ordre de 3 Volts pour la pointe simplement posée sur le papier à l'air libre et elle était un peu plus élevée lorsqu'on était en présence d'une couche d'huile.

9^o) Pour obtenir de bons résultats, il faut :

a) Que le courant arrive à la bande par une large surface (plaque de cuivre ou ruban d'aluminium que l'on change souvent) sinon cette surface se démétallise partiellement et on a deux étincelles en série.

b) Que l'aiguille soit souvent changée, sinon elle se dépointe ou s'oxyde et il y a une résistance de contact importante.

c) Que si l'on intercale une feuille de papier, celle-ci soit bien pressée contre le zinc, d'où emploi d'une surface légèrement bombée.

Le courant était amené au papier métallisé à 5 centimètres environ de part et d'autre de l'endroit où on produisait l'étincelle.

10^o) Nous croyons le moment venu d'insister sur la dissymétrie que nous avons observée dans nos claquages. Rappelons que :

— Quand la pointe est négative la plage démétallisée est compacte à l'air libre et quasi-circulaire sous huile.

— Quand la pointe est positive, la zone de claquage est entourée de figures arborescentes à l'air libre ou simplement d'un contour tourmenté sous huile.

Si nous observons le tableau précédent, nous voyons que, toutes autres conditions égales, la surface dégagée est plus importante lorsque la pointe est négative.

Nous avons examiné au microscope des claquages à l'air libre à partir d'une pointe reliée au pôle négatif. On distingue trois plages concentriques (fig. n^o 36).

a) Au centre la zone de l'explosion proprement dite avec des débris de fibres calcinés, et parfois des amas qui pourraient être de l'oxyde de zinc.

b) Ensuite on trouve une zone formée par condensation où le métal est en épaisseur beaucoup plus fine qu'avant l'explosion et présente une couleur grisâtre due sans doute à l'oxydation. Il présente des lignes sombres fermées alternant avec d'autres plus claires. Ces anneaux peuvent matérialiser des lignes équipotentielles. Ils peuvent aussi être des « vagues » de condensation produites par l'action de deux forces opposées :

- celle, centrifuge, due à l'explosion,
- une autre, centripète, à déterminer.

c) Une sorte de plage plus ou moins bien démétallisée, avec parfois de minces dépôts longilignes mais interrompus, matérialisant peut-être certaines lignes de courant.

La présence de cette plage bien nettoyée et l'absence quasi-totale d'épaississement des bords de l'auréole démétallisée ajoutent encore à l'hypothèse de la présence d'une force centripète amenant vers le centre le métal vaporisé dans cette région extérieure. Quelle pourrait être cette force ?

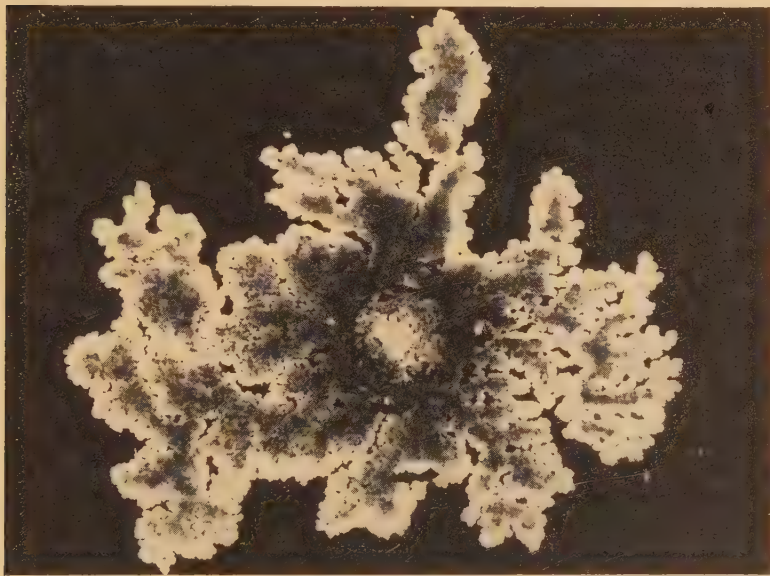


FIG. 36. — Photographie d'une démétallisation à l'air libre, autour d'une pointe positive. On distingue très bien les trois zones :

- au centre, la zone de l'explosion ;
- autour, une région correspondant à des « vagues » de condensation ;
- sur toute la périphérie, une mince plage parfaitement dégagée.

La force de Laplace agissant sur les particules vaporisées est toujours centripète, mais elle n'explique pas la différence de configuration entre les plages correspondant à la pointe positive et celles correspondant à la pointe négative.

Il pourrait s'agir aussi d'une force ionique : le métal étant à l'état de vapeur, une partie de ses électrons suit le courant et s'évacue vers les électrodes positives, tandis que la masse restante chargée positivement est attirée vers la pointe négative. Réciproquement, lorsque la pointe est positive, une partie des électrons y est attirée, tandis que la masse positive essaie de rejoindre les électrodes négatives en suivant les lignes de courant et dessine les arborescences que nous avons signalé plus haut. Il y a une certaine analogie, au moins formelle, entre ce phénomène et les figures observées par LICHTENBERG.

II. — CLAQUAGES DE CONDENSATEURS

Les conditions dans lesquelles se produisait le claquage au cours des expériences précédentes ne sont pas tout à fait les mêmes que celles que l'on rencontre dans les condensateurs industriels. Aussi avons-nous complété des essais par d'autres effectués sur des condensateurs bobinés.

Au cours de ces essais, la tension était obtenue par redressement du courant alternatif. A chaque expérience, le condensateur réservoir était chargé à un potentiel constant V puis séparé du dispositif redresseur et mis en communication avec le condensateur d'essai. On attendait ensuite qu'un claquage se produise et on mesurait la chute de tension ΔV . On revenait ensuite à la valeur primitive V pour l'essai suivant. L'énergie mise en jeu pendant le claquage était très sensiblement $C.V. \Delta V$, la capacité du condensateur étudié étant négligeable devant celle du condensateur réservoir.

Nous faisons subir à notre condensateur une dizaine de claquages. Ensuite nous le démontions et nous mesurons les surfaces démétallisées. Cette fois, il ne nous était plus possible de repérer individuellement chaque claquage mais nous avons pu, là encore, mettre en évidence, pour des conditions expérimentales données, une valeur moyenne de l'énergie absorbée et de l'auréole démétallisée. Voici un exemple de résultats trouvés :

Condensateur d'essai.....	50.000 pF
Condensateur réservoir...	1 μ F
Tension d'alimentation...	500 Volts.

Le tableau suivant donne les énergies calculées :

Energie en Joule	Energie moyenne en Joule	Ecart	Ecart moyen	Indétermination relative
0,067	0,072	0,005	0,008	$\frac{0,008}{0,072} = 0,11$
0,056		0,016		
0,071		0,001		
0,091		0,019		
0,071		0,001		
0,067		0,005		
0,080		0,008		
0,064		0,008		
0,067		0,005		
0,083		0,011		

Et voici les valeurs mesurées pour les surfaces démétallisées :

Surface en mm ²	Surface moyenne en mm ²	Ecart	Ecart moyen	Indétermination relative
1,05	1,47	0,42	0,19	$\frac{0,19}{1,47} = 0,13$
1,52		0,05		
1,31		0,16		
1,37		0,10		
1,38		0,09		
1,45		0,02		
1,83		0,36		
2,02		0,55		
1,48		0,01		
1,34		0,13		

Le rapport écart moyen/valeur moyenne que nous avons appelé indétermination relative caractérise la dispersion des résultats. Nous remarquons à l'appui de nos hypothèses qu'il est du même ordre pour les énergies absorbées que pour les surfaces démétallisées.

Enfin en bobinant deux feuilles de papier métallisé sur un cylindre et y amenant le courant par deux petites bandes d'aluminium, on réalisait de petits condensateurs où on pouvait isoler chaque claquage. Nous avons ainsi recoupé nos résultats obtenus avec la pointe métallique à savoir :

— La surface démétallisée croît avec la tension.

— L'auréole est toujours plus petite dans l'huile qu'à l'air libre. (Par exemple pour 600 Volts et 0,5 μ F comme capacité réservoir, l'auréole démétallisée est de 10,3 mm² pour un bobinage simple et de 2,5 mm² dans l'huile.)

III. — INFLUENCE DE LA TENSION SUR LE NOMBRE DE CLAQUAGES

Lorsqu'on augmente la tension aux bornes d'un condensateur d'essai, les claquages deviennent plus fréquents ; c'est un fait d'expérience courante. Mais si l'on essaie de chiffrer numériquement cette augmentation on se heurte à quelques difficultés du fait que le problème n'est pas nettement posé, le nombre de claquages étant fonction à la fois de la tension appliquée et du temps pendant lequel on l'applique.

En ce qui nous concerne, nous avons, un peu arbitrairement d'ailleurs, utilisé les deux techniques suivantes.

a) Nous avons fait augmenter la tension d'une manière continue, et nous avons enregistré graphiquement en fonction du temps le nombre total de claquages.

Voici nos résultats :

Condensateur réservoir : 7 μ F.

Vitesse de déroulement de l'enregistreur : 50 millimètres par seconde.

La tension montait de un Volt par seconde.

Le condensateur d'essai prévu pour une tension service de 250 Volts avait une capacité de 2,2 μ F.

On a numéroté de 1 à 1 367 les claquages dans l'ordre où ils se sont produits et on a dressé le tableau suivant qui donne, en fonction de la tension atteinte, le numéro d'ordre du claquage le plus voisin.

Tension en Volts	Numéro de claquage
350	1
400	3
450	11
500	34
550	74
600	133
650	199
700	318
750	482
800	644
850	976
900	1 367

Ce qui nous donne comme nombre de claquages pour une augmentation de la tension de 100 Volts :

Tension en Volts	Nombre de claquages
Jusqu'à 500 Volts	34
De 500 à 600 Volts	99
De 600 à 700 Volts	185
De 700 à 800 Volts	326
De 800 à 900 Volts	723

Si nous construisons la courbe donnant le logarithme du nombre de claquages en fonction de la tension, nous obtenons une droite (fig. 37).

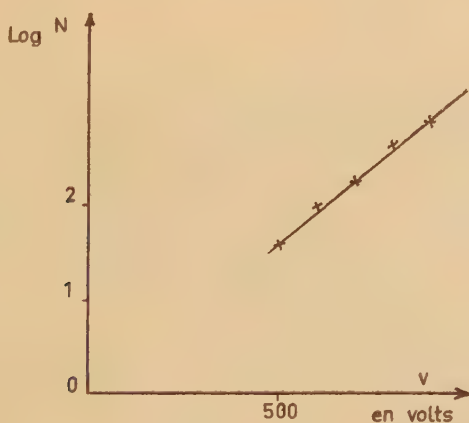


FIG. 37. — Logarithme du nombre de claquages mesurés sur des intervalles de temps de 100 secondes en fonction de la tension appliquée au condensateur d'essai (celle-ci variant d'une manière continue).

b) Nous avons aussi opéré de la manière suivante : on laissait le condensateur exposé à une certaine tension pendant 24 heures. On augmentait ensuite la tension de 100 Volts et on l'appliquait pendant 24 heures de plus, et ainsi de suite. On a utilisé un condensateur de $2,2 \mu\text{F}$ destiné à supporter une tension continue de 250 Volts. La capacité du réservoir était de $5 \mu\text{F}$ et on avait disposé en série une résistance fournissant au moment de chaque claquage une tension suffisante pour actionner après amplification un compteur mécanique.

Tension en Volts	Nombre de claquages
400 Volts	35
500 Volts	153
600 Volts	598
700 Volts	2353
800 Volts	6091

Nous avons alors mesuré notre condensateur au pont : sa capacité est tombée à $1,35 \mu\text{F}$ (au lieu de $2,3 \mu\text{F}$ au début de l'expérience) tandis que sa tangente δ est encore inférieure à $0,01$. La diminution de capacité correspond à une diminution de la surface des électrodes comme le montre la photographie N° 38. Si on excepte la

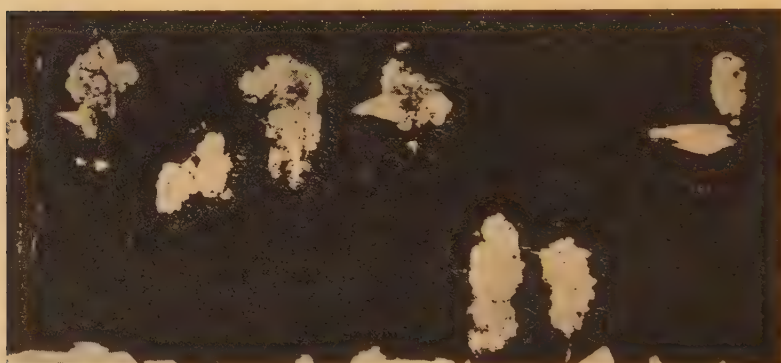


FIG. 38. — Photographie d'une bande de papier métallisé faisant partie d'un condensateur ayant subi des claquages à tension exagérée. L'importance des surfaces démétallisées sur les électrodes permet de leur imputer la diminution de capacité observée.

dernière valeur, qui ne correspond plus au condensateur de départ puisque la capacité a diminué, et que l'on porte sur un graphique le logarithme du nombre de claquages en fonction de la tension on obtient encore une droite (fig. 39).

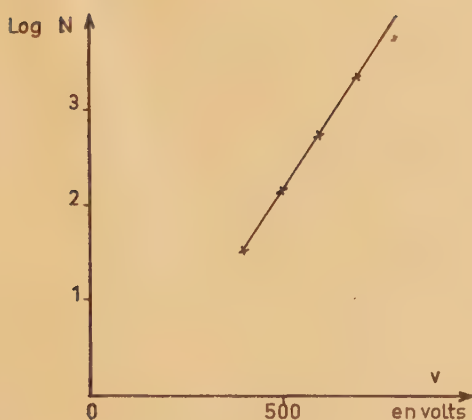


FIG. 39. --- Logarithme du nombre de claquages mesuré sur des intervalles de temps de 24 heures en fonction de la tension appliquée au condensateur d'essai (celle-ci variant par paliers de 100 Volts).

De ces deux séries d'expériences nous concluons que le nombre moyen de claquages par seconde est une fonction exponentielle de la tension. Ceci n'a rien de surprenant puisque la rigidité diélectrique d'un isolant décroît exponentiellement lorsque la tension augmente.

CHAPITRE V

BILAN D'UN CLAQUAGE

Au moment d'un claquage, le condensateur étudié absorbe brutalement de l'énergie, subit un échauffement et autour du défaut apparaît une auréole démétallisée ; il est tout naturel de rechercher une relation expérimentale entre ces différentes quantités et tout spécialement de rechercher dans quelle proportion l'énergie électrique absorbée sert effectivement à volatiliser du métal.

Pour établir les rapports qui existent entre la tension appliquée, l'énergie absorbée et la surface de l'auréole, le dispositif expérimental le plus simple consiste, comme nous l'avons déjà fait, à toucher légèrement la feuille de papier métallisé avec une pointe d'aiguille sous tension. On peut ainsi observer individuellement chaque claquage, mesurer la surface de l'auréole correspondante et faire varier les conditions expérimentales.

Toutefois si l'on veut mesurer la quantité de chaleur dégagée (qui est naturellement très faible), il faut multiplier le nombre de claquages. Le montage précédent ne convient plus et il faut alors utiliser un condensateur bobiné ; cela correspond évidemment davantage aux conditions d'utilisation industrielle, mais ne permet malheureusement que de raisonner sur des moyennes, car après démontage du condensateur il n'est guère possible de différencier les uns des autres les divers claquages.

C'est pour cela que nous avons fait deux séries de mesures pour établir le bilan moyen d'un claquage, les unes à partir des quantités de chaleur dégagées, les autres à partir de l'énergie électrique consommée.

A — MESURES THERMIQUES

Nous avons tout d'abord déterminé par une mesure calorimétrique la chaleur spécifique de nos condensateurs bobinés ; nous avons trouvé pour les températures voisines de la température ordinaire la valeur : 0,38 calorie / gramme / degré. D'autre part, le poids moyen d'un tel condensateur est de 2,6 grammes. La valeur en eau d'un de nos condensateurs est donc d'environ un gramme. Pour déterminer la quantité de chaleur dégagée, il suffit donc de déterminer l'échauffement ; pour cela nous pouvons utiliser deux méthodes.

a) Méthode directe

Nous avons constitué le condensateur à étudier par du papier métallisé enroulé sur le réservoir d'un thermomètre très sensible ; nous avons enveloppé le tout dans une mince feuille d'aluminium pour qu'en tout point la température soit uniforme ; enfin, un fil métallique résistant (cent Ohms au mètre), était bobiné autour de l'ensemble qui était placé dans un vase Dewar. On avait pris soin d'amener le courant aux électrodes par deux fils très fins pour éviter les pertes de chaleur par conduction. On plaçait le condensateur sous tension, en disposant en série avec lui le dispositif de mise en forme qui commandait le compteur de claquages, et le galvanomètre shunté, comme il l'est indiqué au chapitre VII. On laissait se produire un certain nombre de claquages (entre 50 et 100) dans un temps assez court (2 à 3 minutes) et on notait sur le thermomètre la température ; celle-ci s'élevait et atteignait au maximum au bout de 5 minutes environ. On laissait revenir à l'équilibre de température primitif, puis en faisant passer pendant un temps exactement égal à celui des claquages un courant connu convenablement choisi dans le fil de résistance r qui entourait le condensateur, on déterminait à l'aide de la loi de Joule l'énergie équivalente à la quantité de chaleur déjà dégagée. Il ne restait plus qu'à dérouler le condensateur et mesurer la surface démétallisée par la méthode indiquée au chapitre III. On déterminait alors facilement l'énergie nécessaire pour volatiliser 1 millimètre carré de métal.

Voici à titre d'exemple, les chiffres correspondant à une de ces expériences. Nous ne pouvons toutes les citer, mais nous avons choisi celle-ci parce qu'elle traduit bien la moyenne de nos résultats.

Le condensateur utilisé avait une capacité d'environ 0,1 μ F.

La tension appliquée était de 1 000 Volts et la résistance d'isolement était à cette tension, de 450 mégohms.

Il y a eu 55 claquages étalés sur 5 minutes.

Température initiale		21,24 °C
Au bout de 5 mn		21,38 °C
Au bout de 10 mn		21,42 °C

La résistance du fil entourant notre condensateur était ;

$$r = 91 \text{ Ohms.}$$

Lorsque nous y avons fait circuler un courant de 12 milliAm-pères pendant 5 minutes, on a lu sur notre thermomètre :

Température initiale		21,14 °C
Au bout de 5 mn		21,28 °C
Au bout de 10 mn		21,32 °C

La comparaison de ces échauffements nous permet d'affirmer que les quantités de chaleur dégagées dans les deux cas sont égales, d'où on tire :

énergie totale dégagée en 5 minutes :

$$W = R i^2 t = (12 \times 10^{-3})^2 \times 91 \times 300 = 3,92 \text{ Joules}$$

Mais il ne faut pas oublier que la résistance de fuites a provoqué, elle aussi, dans le condensateur un dégagement de chaleur par effet Joule que le calcul montre égal à :

$$W_R = U^2/R \times t = \frac{10^6}{460 \times 10^6} \times 300 = 0,66 \text{ Joule}$$

L'énergie correspondante aux claquages est donc seulement :

$$W_c = W - W_R = 3,26 \text{ Joules}$$

ce qui correspond à 0,06 Joule pour un claquage.

Nous avons d'autre part déterminé la surface des auréoles dé-métallisées et nous avons trouvé comme moyenne 2,08 mm².

Nous voyons donc que pour dégager une surface de 1 mm² de zinc il nous a fallu fournir en moyenne 0,028 Joule.

b) Méthode indirecte

Lorsque nous mesurons au pont de Wien un condensateur après une série de claquages, nous avons remarqué que sa capacité dimi-nuait lentement pendant une demi-heure environ. Nous avons pensé qu'après s'être échauffé sous l'effet des claquages, le condensateur

se refroidissait. La connaissance du coefficient de température de nos capacités, déterminé au chapitre II, nous permettait de calculer l'échauffement. Enfin, connaissant la surface des armatures correspondant à 0,1 μF , il nous était facile de calculer la surface démetallisée en mesurant la capacité avant et après une série de claquages.

Nous donnons ici un exemple particulièrement représentatif des mesures que nous avons faites :

Etat initial	C = 0,10566 μF
Après 50 claquages à 700 Volts	C = 0,10318 μF
Après demi-heure de repos	C = 0,10298 μF

La durée d'exposition à la tension pour obtenir 50 claquages était d'environ cinq minutes, et la résistance de fuites égale à 900 $\text{M}\Omega$. L'énergie produite par effet Joule est donc :

$$U^2/R \times t = \frac{700 \times 700 \times 300}{900 \cdot 10^6} = 0,16 \text{ Joule.}$$

Entre 0 °C et + 25 °C, pour un condensateur de 0,1 μF une variation de capacité de 100 pF correspond à une variation de température de 1 °C. Nous voyons donc que les 50 claquages avaient provoqué une élévation de température de 2 °C. Comme la valeur en eau m de notre condensateur est de un gramme, l'énergie correspondant à la quantité de chaleur dégagée est de :

$$W = J \times m \times \theta = 4,18 \times 1 \times 2 = 8,36 \text{ Joules.}$$

D'autre part, la mesure de la surface des armatures de condensateurs de 0,1 μF , nous a donné en moyenne 85 cm^2 . Donc 1 picofarad correspond à 85×10^{-3} millimètres carrés, et la surface dégagée par ces 50 claquages est donc de :

$$85 \times 10^{-3} \times 2\,680 = 228 \text{ mm}^2.$$

L'énergie nécessaire pour dégager une surface de un millimètre carré est donc de :

$$\frac{8,36 - 0,16}{228} = 0,036 \text{ Joule.}$$

Cette valeur est légèrement supérieure à celle trouvée par la première méthode, mais il faut remarquer que l'élévation de température est mesurée ici au cœur du condensateur ; l'élévation totale réelle (qui correspond à la masse en eau) lui est certainement inférieure. De plus, nous savons que souvent, au point de claquage, il y a volatilisation sur les deux armatures et non sur une seule, comme nous l'avons supposé ici dans nos calculs.

c) Energie utilisée pendant un claquage pour la volatilisation du zinc

A partir de la surface de l'auréole démétallisée qui entoure un défaut après claquage, surface qu'il est facile de mesurer expérimentalement, on peut calculer, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, l'énergie minimale que doit mettre en jeu le claquage, celle qui sert à volatiliser le zinc de l'auréole.

Nous avons relevé pour le zinc les constantes physiques suivantes :

Densité	$\delta = 7,1$ grammes/cm ³
Chaleur spécifique moyenne ...	$C = 0,1$ cal/gramme
Chaleur de fusion.....	$f = 28$ cal/gramme
Chaleur de vaporisation	$v = 420$ cal/gramme
Point d'ébullition.....	$\theta = 900$ °C.

On a déterminé l'épaisseur moyenne e de la couche de zinc et on a mesuré la surface S de l'auréole démétallisée. La masse de zinc vaporisée vaut : $m = \delta S e$.

Et l'énergie nécessaire pour porter cette masse à la température d'ébullition, puis pour la vaporiser est, en Joules :

$$E = J m (c \theta + f + v).$$

Si nous admettons qu'il n'y a pas de phénomène parasite (combustion du papier ou du vernis, oxydation du zinc, déperdition de chaleur, effet Joule dans le reste de la couche métallique) c'est cette quantité d'énergie minimale qui doit être fournie par la source de courant.

Nous avons calculé cette énergie pour 1 centimètre carré de couche métallique.

La masse est :

$$m = 1 \times e \times \delta = 7 \times 10^{-6} \times 7,1 = 5 \times 10^{-5} \text{ gramme}$$

et l'énergie :

$$\begin{aligned} E &= Jm (c \theta + f + v) \\ &= 4,18 \times 5 \times 10^{-5} (0,1 \times 900 + 28 + 420) \\ &= 20,7 \times 10^{-5} (90 + 28 + 420) \\ &= 20,7 \times 538 \times 10^{-5} = 0,109 \text{ Joule.} \end{aligned}$$

Il nous est facile, à partir de données que nous avons rassemblées aux paragraphes a) et b) de calculer le rapport de l'énergie nécessaire pour volatiliser 1 cm² de zinc telle qu'elle vient d'être calculée à celles que nous avons effectivement employées expérimentalement. Nous avons appelé ce rapport « rendement du claquage » et nous l'avons trouvé égal à :

- a) pour la mesure directe : $r = 0,109/2,8 = 0,04$
- b) pour la mesure indirecte : $r = 0,109/3,6 = 0,03$.

B — MESURES ÉLECTRIQUES

Nous avons vu au chapitre quatre que, pour une tension constante V et dans des conditions expérimentales données, la surface démetallisée S est proportionnelle à la quantité d'électricité Q mesurée pendant le claquage.

Nous avons déjà dressé un tableau (chapitre IV, paragraphe 7) donnant, dans chaque série et pour chaque valeur de la tension, la quantité d'électricité nécessaire pour démetalliser 1 cm^2 de la couche de zinc. Comme l'énergie électrique absorbée par notre circuit est $Q \times V$, nous pouvons la calculer pour chacun des cas précédents.

SÉRIE a

Tension en Volts	Q en millicoulombs	E en Joules	Rendement
100 Volts	19,5	1,95	0,055
200 Volts	12,7	2,54	0,043
300 Volts	9,7	2,91	0,037
400 Volts	12	4,8	0,023
500 Volts	8,9	4,45	0,024
600 Volts	10,3	6,2	0,018
700 Volts	9,8	6,86	0,016

SÉRIE b

Tension en Volts	Q en millicoulombs	E en Joules	Rendement
100 Volts	11,5	1,15	0,095
200 Volts	7,8	1,56	0,07
300 Volts	7,9	2,37	0,046
400 Volts	6,3	2,52	0,043
500 Volts	7,2	3,6	0,03
600 Volts	6,6	3,96	0,028
700 Volts	8,0	5,6	0,019

Enfin, nous avons donné chaque fois le « rendement du claquage » r qui est le rapport de l'énergie minimale pour vaporiser 1 cm^2 de zinc (0,109 Joule) à l'énergie qui serait utilisée effectivement dans un claquage pour dégager la même surface. Les tableaux suivants résument les résultats, les essais étant encore effectués entre aiguille et papier métallisé, dans l'air pour les séries a et b, dans l'huile pour les séries c et d.

SÉRIE c

Tension en Volts	Q en millicoulombs	E en Joules	Rendement
100 Volts	30	3	0,036
200 Volts	9,8	1,96	0,055
300 Volts	4,1	1,23	0,089
400 Volts	3,1	1,24	0,088
500 Volts	3,0	1,52	0,073
600 Volts	2,5	1,5	0,072
700 Volts	2,9	2,03	0,054

SÉRIE d

Tension en Volts	Q en millicoulombs	E en Joules	Rendement
100 Volts	18,5	1,85	0,06
200 Volts	13,8	2,76	0,04
300 Volts	6,5	1,95	0,056
400 Volts	2,2	0,88	0,12
500 Volts	4,2	2,13	0,051
600 Volts	3,0	1,8	0,06
700 Volts	2,9	2,03	0,054

Nous voyons que sous huile, le rendement passe par un maximum pour une tension de 400 Volts, ce qui correspond à une surface dégagée de l'ordre de 10 mm^2 par claquage. Nous avons eu alors la curiosité de voir ce qui se passait à l'air libre pour des tensions inférieures à 100 Volts.

Voici nos résultats :

	Tension en Volts	Surface dégagée en mm ²	Q en milli- coulombs pour 1 cm ²	E en Joules	Rdt
Série a	64	2,3	14	0,90	0,12
	40	1,2	6	0,24	0,45
	30	0,04	45	1,35	0,08
Série b	64	5	9,7	0,62	0,18
	40	1,1	8,5	0,34	0,32
	30	0,02	53	1,59	0,07

Comme dans l'huile nous retrouvons dans l'air un maximum pour le rendement. Il se produit cette fois pour 40 Volts et correspond à une surface dégagée de l'ordre du millimètre carré. Ces variations du rendement peuvent s'expliquer ainsi :

Lorsque la tension est basse, la quantité d'énergie absorbée est petite, elle est presque totalement employée à vaporiser le métal et le travail d'explosion est très faible.

Lorsque la tension augmente il en est de même pour la quantité d'énergie à dissiper dans le même temps et dans un espace guère plus grand (puisque nous avons vu que la température décroît comme une fonction exponentielle de la puissance 4 de la distance au point d'arrivée du courant) ; d'où explosion qui repousse le métal volatilisé loin du point de claquage, le rendement augmente.

Lorsque la tension augmente encore, la quantité d'énergie dégagée dans l'explosion devient bien supérieure au travail nécessaire pour repousser en dehors de l'auréole la masse métallique à l'état de vapeur qui la recouvre ; l'énergie supplémentaire est gaspillée et le rendement diminue. Nous comprenons déjà que ce rendement ne sera jamais excellent. Nous avons vu qu'il ne dépassait pas 50 % à l'air libre. Sous huile, il est encore inférieur (12 % est la plus forte valeur mesurée) : une partie du travail d'explosion sert à vaporiser en partie et à repousser l'huile tout autour du point de claquage, mais l'avantage de ceci est que la surface dégagée, balayée par cette vague d'huile qui emmagasine une énergie suffisante pour être beaucoup moins sensible à l'action de la force ionique, est bien plus propre que l'auréole produite à l'air libre : Ajoutons que, vue la variation rapide et continue de la courbe qui donne la température en fonc-

tion de la distance au centre du défaut et puisque il faut que toute l'auréole ait été portée à une température au moins supérieure au point de fusion du métal, plus la surface démétallisée sera grande, plus il faudra échauffer de métal tout autour de la partie volatilisée, et ceci en pure perte puisque cette masse solide ne changera pas de place. Donc, plus la surface démétallisée sera grande, plus les pertes par échauffements parasites seront élevées. En outre nous avons déjà remarqué dans l'expérience que : pour les grandes surfaces démétallisées, le rendement est meilleur lorsque la pointe est négative (séries b et d) parce que :

— Le travail de la force ionique s'ajoute à celui de l'explosion (alors qu'il s'y oppose dans les séries a et c).

— Les plages démétallisées étant plus compactes, les pertes par échauffement parasite sont plus faibles.

CHAPITRE VI

INFLUENCE DU TEMPS SUR LE NOMBRE DE CLAQUAGES

1°) Répartition du nombre de claquages en fonction du temps d'exposition à la tension

Si on applique à un condensateur une tension constante de valeur suffisante, on observe au début un nombre important de claquages, puis ceux-ci s'espacent peu à peu.

Il nous a paru intéressant de rechercher suivant quelle loi diminuait cette répartition de claquages. Nous avons étudié successivement sous 650 Volts 5 condensateurs de même type (capacité 0,1 μF , tension de service 250 Volts) placés dans une étuve à 50 °C. La capacité réservoir était de 2,5 μF et les résultats étaient enregistrés sur une bande de papier, défilant à vitesse constante. Les 5 bandes ainsi obtenues ont été ensuite découpées en éléments correspondant chacun à une heure et en faisant la somme des claquages survenus pendant chaque heure pour les 5 condensateurs, on a noté les résultats suivants :

t en heures	N
1	371
2	101
3	83
4	62
5	43
6	43
7	36
8	33
9	31
10	18

Au moyen des résultats précédents, nous avons tracé la courbe $N = f(t)$ représentant en fonction du temps le nombre N de claquages horaires ; pour tous les nombres entiers positifs et inférieurs à 10, elle s'exprime à peu près par la relation :

$$N = \frac{116}{t - 0,67} + 20 \quad t \text{ en heures}$$

Pour obtenir un peu plus de détails sur le début de cette courbe, nous avons découpé les bandes précédentes non plus en heures, mais en quarts d'heure. Le nombre N' de claquages survenus chaque quart d'heure était alors représenté entre 1 et 10 quarts d'heure par la formule :

$$N' = \frac{22}{t - 0,13} + 15 \quad t \text{ en heures}$$

En découpant les bandes en intervalles de 5 minutes, le nombre N'' de claquages survenus pendant 5 minutes était représenté entre 1 et 10 intervalles par l'expression :

$$N'' = \frac{5,8}{t - 0,029} + 10 \quad t \text{ en heures}$$

Enfin, en découpant nos bandes en intervalles de une minute nous avons trouvé que le nombre N''' de claquages pour chacune des dix premières minutes était donné par la relation :

$$N''' = \frac{0,35}{t - 0,012} + 3,5 \quad t \text{ en heures}$$

On voit que d'une manière générale, la courbe représentative du nombre de claquages par unité de temps est de la forme :

$$N = \frac{A}{t - B} + C \quad t \text{ en heures}$$

La courbe correspond dans le cas général à une fonction homographique. Toutefois, étant donnée la petitesse des termes en B et C (ces termes étant d'ailleurs d'autant plus petits que l'unité de temps sur laquelle on compte le nombre de claquages est elle-même plus petite), nous pouvons considérer en première approximation cette fonction comme une hyperbole équilatère dans ses débuts tout au moins.

2^o) Etude statistique des intervalles de temps qui séparent deux claquages successifs.

Lorsqu'on examine attentivement la bande de notre enregistreur sur laquelle on a inscrit les claquages d'un condensateur, on est frappé par le fait que dans certaines régions, ceux-ci sont groupés comme s'ils s'étaient produits par rafales. La question se pose maintenant de savoir si ces groupements sont l'effet du hasard, ou si au contraire ils sont dus à une cause physique systématique. Nous avons pensé qu'il serait bon de soumettre la question à une analyse mathématique.

Précisons d'abord nos résultats expérimentaux : nous avons mesuré sur les mêmes bandes que précédemment les différents intervalles de temps qui séparent deux claquages successifs. Voici nos résultats en nous bornant à des intervalles de 5 secondes.

Durée des intervalles comprise entre	Nombre n de fois qu'on a rencontré ces intervalles
0 — 5 s	92
5 — 10 s	45
10 — 15 s	27
15 — 20 s	31
20 — 25 s	29
25 — 30 s	25
30 — 35 s	18
35 — 40 s	16
40 — 45 s	25
45 — 50 s	18
50 — 55 s	9
55 — 60 s	12

D'après ces résultats, nous voulons tracer la fonction de fréquence qui donne la probabilité pour que l'intervalle de temps séparant deux claquages ait une certaine longueur, en fonction de cette longueur.

Le nombre total de claquages observés étant 821, si nous admettons que notre nombre de claquages est suffisamment grand pour être considéré comme un échantillonnage caractéristique, la probabilité — $p_{1,2}$ — pour qu'un intervalle de temps séparant deux claquages consécutifs soit compris entre deux valeurs données T_1 et T_2 est le rapport du nombre n d'intervalles observés entre ces deux valeurs T_1 et T_2 , au nombre total d'intervalles consécutifs N :

$$p_{1,2} = n/N$$

N est ici égal à 820 et nous avons calculé $p_{1,2}$ pour chacun des intervalles de 5 secondes, ce qui nous donne le tableau suivant qui défi-

nit la fonction expérimentale f_1 qui correspond à la courbe I sur la fig. 40 :

Divisions du temps en secondes	p
0 — 5	0,1120
5 — 10	0,0548
10 — 15	0,0328
15 — 20	0,0377
20 — 25	0,0353
25 — 30	0,0304
30 — 35	0,0219
35 — 40	0,0194
40 — 45	0,0304
45 — 50	0,0219
50 — 55	0,0109
55 — 60 etc...	0,0146

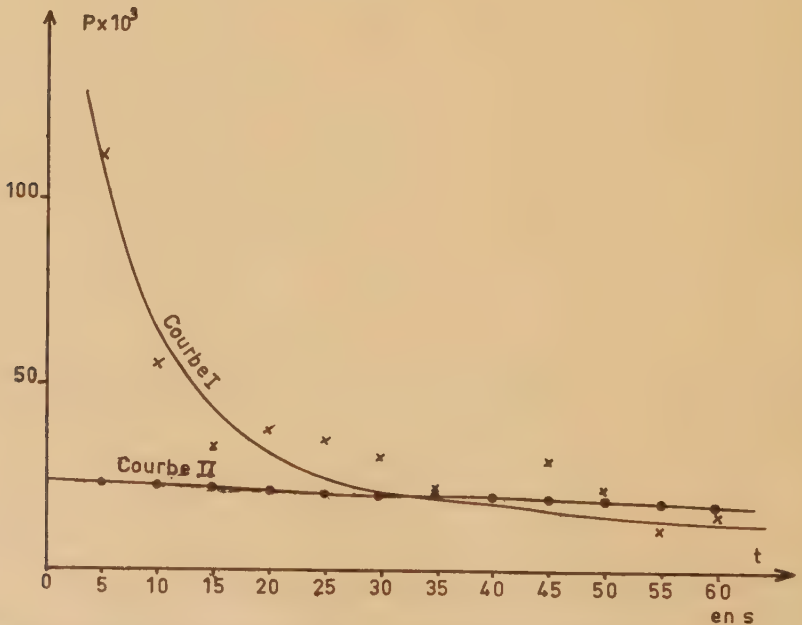


FIG. 40. — Comparaison des courbes de fréquence dans le temps de nos claquages :

- a) Courbe I (expérimentale) déterminée à partir de nos résultats (petites croix).
- b) Courbe II (théorique) construite avec l'hypothèse que nos claquages sont indépendants les uns des autres et répartis au hasard dans le temps (cercles noirs).

D'autre part, dans l'hypothèse où nos différents claquages seraient indépendants les uns des autres, la fonction de fréquence théorique serait connue : ce serait la loi de probabilité appelée loi γ_1 et elle est de la forme :

$$f(T) = c \cdot \exp(-cT)$$

en supposant une densité moyenne c des événements, c'est-à-dire que sur un intervalle de temps de largeur unité on rencontre en moyenne c événements.

Que devons-nous appeler ici « durée d'expérience » ? Nos 5 condensateurs ayant été étudiés successivement et non pas simultanément, les claquages de l'un n'ont pas pu s'intercaler entre ceux des autres ; la durée des expériences doit donc être prise égale à $5 \times 10 = 50$ heures. Comme il y a eu 821 claquages pour 50 heures d'exposition à la tension, on a déterminé c qui vaut (en prenant l'unité de temps égale à 5 secondes) :

$$c = \frac{821}{50 \times 60 \times 12} = 0,0237$$

Ce résultat nous a permis de dresser le tableau suivant qui donne quelques valeurs calculées de la fonction $f(T)$ dont nous avons tracé la courbe représentative sur la fig. 40 (courbe II).

T	f
0	0,0237
1	0,0231
2	0,0225
3	0,0220
4	0,0215
5	0,0210
6	0,0205
7	0,0200
8	0,0195
9	0,0191
10	0,0186
11	0,0182
12 etc...	0,0177

Nous voyons que les deux courbes I et II ne coïncident pas et que la courbe expérimentale présente un maximum très accusé vers les intervalles les plus courts. Ceci ne doit pas nous étonner outre mesure, nous avons implicitement supposé l'existence d'une densité moyenne de claquages c . Or nous savons, d'après la fonction qui nous donne le nombre de claquages par unité de temps en fonction du

temps d'exposition, que cette densité diminue progressivement. Si, à l'instant t , pendant un intervalle de temps dt , on a enregistré n claquages, la densité de claquages c est en ce point :

$$c = \frac{dn}{dt}$$

et si dt tend vers zéro, la densité de claquages c à l'instant t tend vers la valeur absolue de la dérivée, en ce point, de la fonction qui donne le nombre total de claquages n en fonction du temps d'exposition à la tension.

Nous avons déjà étudié au 10) le nombre de claquages N pendant l'unité de temps en fonction du temps d'exposition et nous voyons que N tend vers c quand l'unité de temps est choisie de plus en plus petite. Nous avons vu que, dans ces conditions, on peut prendre $N = A/t$, t étant exprimé en heures. Pour retrouver nos conditions expérimentales, il faudra considérer N sur un intervalle de temps égal à 5 secondes.

On aura alors : $c = N = A/t$

A , qui valait 0,35 pour des intervalles de temps égaux à la minute, sera ici beaucoup plus petit.

La fonction de fréquence à l'instant t sera de la forme :

$$f_t(T) = A \cdot \exp(-AT/t) \cdot 1/t$$

T : intervalle de temps séparant deux claquages successifs.

Comme nous avons exposé chacun de nos condensateurs pendant 10 heures à la tension, la fonction de fréquence $F(T)$ correspondant à l'ensemble de nos résultats est la somme des fonctions de fréquence correspondant aux différents instants. Puisque nous avons des fonctions continues, on obtient la fonction de fréquence globale en intégrant la fonction $f(t)$ précédente et en faisant varier t entre 5 secondes et dix heures, soit, en prenant pour unité de temps l'heure, (puisque c est donné par A/t , t étant en heures), entre 1/720 et 10 :

$$F(T) = \int_{1/720}^{10} A \cdot \exp(-AT/t) \cdot dt/t$$

Posons $X = A/t$, on a : $dX = -\bar{A} dt/t^2$

et : $dt = -dX \cdot t^2/A$

En portant ces valeurs dans l'intégrale on trouve, après avoir modifié convenablement les bornes d'intégration :

$$F(T) = A \int_{0,1A}^{720A} \exp(-TX) \cdot dX/X.$$

X, qui ne dépend que de t, est une variable totalement indépendante de T. On peut donc arbitrairement, pour chaque valeur, calculer l'intégrale de la fonction en X.

Nous reconnaissons une intégrale classique :

$$\int \frac{e^{ax}}{x} dx = \text{Log } x + ax + \dots + \frac{a^n x^n}{n \cdot n!} + \dots$$

Donc l'expression de F (T) devient :

$$F(T) = A \left[\text{Log } X + \frac{(-1) TX}{1} + \dots + \frac{(-1)^n \cdot T^n \cdot X^n}{n \cdot n!} + \dots \right]_{0,1 \text{ A}}^{720 \text{ A}} + D$$

où D est une constante d'intégration.

Le terme Log X, qui reste fini (puisque X reste fini, car t ne peut pas prendre la valeur zéro) est indépendant de T.

Pour les autres termes à l'intérieur des crochets, on a affaire à une série alternée, que nous allons étudier.

Examinons le premier terme S_1 :

$$S_1 = -TX \Big|_{0,1 \text{ A}}^{720 \text{ A}} \simeq -720 AT$$

Nous cherchons les variations de T pour les premiers intervalles de 5 secondes, c'est-à-dire pour les premiers sept cent vingtièmes d'heure. En prenant cette nouvelle unité, on a :

$$S_1 = AT.$$

Examinons le 2^e terme : avec les mêmes unités il s'exprime par :

$$S_2 = A^2 T^2 / 2 \cdot 2! = (S_1)^2 / 2 \cdot 2!$$

Quant au 3^e terme il vaut :

$$S_3 = -A^3 T^3 / 3 \cdot 3! = (S_1)^3 / 3 \cdot 3!$$

etc...

Comme pour les premières valeurs de T, le terme S_1 de la série alternée est nettement inférieur à l'unité, on peut négliger les termes suivants devant lui et l'expression de F (T) devient :

$$F(T) = -A^2 T + C$$

Finalement on voit que la fonction de fréquence est de la forme $F(T) = -K T + C$ pour les premiers intervalles de temps de largeur 5 secondes, K et C étant des constantes.

Ceci correspond à des claquages dont on connaît la fonction de répartition en fonction du temps d'exposition à la tension, mais qu'on

suppose indépendants les uns des autres. Si nous portons en abscisses chacun des premiers intervalles de temps et en ordonnées le nombre de fois qu'on a rencontré l'intervalle correspondant (résultats expérimentaux du tableau de la p. 101), on trouve effectivement que les points se groupent autour d'une droite. Pourtant la valeur qui correspond à des intervalles de temps inférieurs à 5 secondes est nettement plus grande que celle qu'on devrait trouver théoriquement (92 au lieu de 49) ; ceci ne peut pas s'expliquer par le fait que nous avons négligé des termes dans notre série.

3^o) Nous avons ensuite examiné non plus les bandes d'enregistrement, mais les bandes de papier métallisé de nos condensateurs. Elles formaient une longueur totale de 5 800 millimètres ce qui donne comme densité moyenne de claquage sur un millimètre de longueur :

$$c = \frac{820}{5800} = 0,14.$$

Si nous admettons provisoirement que les claquages sont répartis absolument au hasard sur nos bandes, la fonction de fréquence théorique correspondant aux distances d entre deux claquages, est une loi γ_1 . Son expression est :

$$f(d) = c \cdot \exp(-cd)$$

où $c = 0,14$ et où d est exprimé en millimètres. Nous avons calculé $f(d)$ pour d variant de 0 à 15 ce qui donne le tableau suivant qui a permis de construire la courbe théorique n° 2 sur la fig. 41.

$f(d)$	d
0,14	0
0,121	1
0,105	2
0,092	3
0,080	4
0,069	5
0,060	6
0,053	7
0,045	8
0,040	9
0,035	10
0,030	11
0,026	12
0,022	13
0,019	14
0,017	15

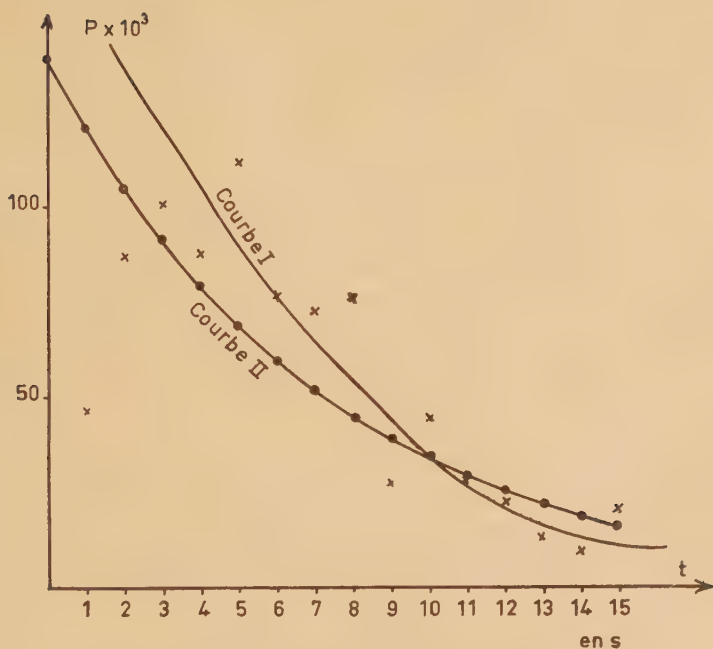


FIG. 41. — Comparaison des courbes de fréquence dans l'espace de nos claquages :

- a) Courbe I (expérimentale) déterminée à partir de nos résultats (petites croix).
- b) Courbe II (théorique) construite avec l'hypothèse que nos claquages sont indépendants les uns des autres et répartis au hasard sur la bande de papier métallisé de nos condensateurs (cercles noirs).

D'autre part, nous avons divisé nos bandes en intervalles de 10 centimètres et nous avons compté le nombre de claquages sur chacun d'eux. Ces résultats se groupaient autour d'une valeur moyenne : nous n'avons pas remarqué de zones privilégiées de claquages, il y en avait autant au centre du condensateur que sur les couches extérieures, mais on constatait, en certains endroits, des groupements. Nous avons alors mesuré les distances séparant deux claquages voisins sur la bande et nous avons groupé ces résultats expérimentaux dans le tableau suivant :

Distance entre deux claquages en millimètres	Nombre de fois que cette distance a été mesurée
1	38
2	71
3	83
4	72
5	92
6	55
7	52
8	55
9	23
10	37
11	24
12	19
13	11
14	8
15	17

Nous admettrons comme au 2^o) de ce chapitre que la probabilité p , pour que la distance de deux claquages successifs soit égale à une longueur donnée d , est le rapport du nombre d'intervalles mesurée de longueur d , au nombre total d'intervalles consécutifs N .

$$P_d = n/N$$

N est égal à 780 et nous avons calculé, d'après le tableau ci-dessus, les différentes probabilités pour que les distances d entre 2 claquages consécutifs soient égales aux différentes valeurs comprises entre 1 et 15 millimètres. Nous obtenons alors le tableau suivant qui correspond à la courbe 1 de la figure :

(d en mm)	p
1	0,047
2	0,087
3	0,101
4	0,088
5	0,112
6	0,067
7	0,063
8	0,067
9	0,028
10	0,045
11	0,029
12	0,023
13	0,014
14	0,010
15	0,021

En comparant les courbes I et II, si nous considérons les différentes probabilités de rencontrer deux claquages à une distance plus petite que 10 millimètres, nous voyons que la probabilité déduite de l'expérience est supérieure à celle calculée dans l'hypothèse où tous les claquages sont indépendants, sauf pour les deux premières valeurs, mais, là, vu la courte distance qui les sépare, nous ne sommes pas sûrs de les avoir tous distingués. Nous constatons donc que cette hypothèse d'indépendance mutuelle est en partie en défaut et que les claquages ont une certaine tendance à se grouper dans l'espace.

4^o) En rapprochant la conclusion du 2^o) « *Un claquage est suivi d'un autre dans une probabilité anormalement grande pendant un intervalle de temps inférieur à 5 secondes* » et la conclusion du 3^o) : « *La probabilité de rencontrer un claquage à une faible distance d'un autre claquage est anormalement grande par rapport à l'hypothèse que les claquages sont indépendants* », nous avons été amenés à admettre que c'étaient les mêmes claquages qui se groupaient dans le temps et dans l'espace. Nous pensons qu'il existe une certaine probabilité pour qu'un claquage soit quelques secondes plus tard, la cause d'un autre situé, soit en un point distant de quelques millimètres sur la même couche, soit au point immédiatement voisin de la couche voisine. L'explication est aisée à concevoir : l'ionisation locale et l'élévation de température affaiblissent momentanément la rigidité diélectrique du milieu environnant.

Pour confirmer notre point de vue, nous avons en premier lieu examiné plus attentivement nos bandes de papier en les enroulant l'une sur l'autre de manière à les remettre dans la même position relative que dans le condensateur primitif, et nous avons constaté que, dans 37 cas sur le total de 790, un claquage survenu dans une spire se superposait *exactement* à un autre claquage survenu dans la spire voisine.

Nous avons ensuite repris d'autres expériences sur des condensateurs de très petite capacité dans des conditions telles qu'on pouvait repérer plus facilement les claquages. En voici des exemples :

a) Afin de pouvoir numérotter dans l'ordre la position de chaque claquage, nous avons constitué un condensateur plan spécial en superposant deux courtes feuilles de papier métallisé. Nous mesurons les intervalles de temps correspondant sur la bande de l'enregistreur. Notre condensateur avait environ 20 centimètres de long et nous ne lui imposons pas plus de 10 claquages chaque fois afin d'être sûrs de bien les distinguer. Voici nos résultats :

Sur 180 claquages, nous avons compté 12 répétitions à des distances inférieures à 10 millimètres, les temps correspondants étaient inférieurs à 5 secondes dans 10 des cas envisagés.

b) Nous avons aussi superposé trois feuilles de papier métallisé en réunissant l'électrode médiane à un pôle de la source à travers le dispositif enregistreur, et les électrodes extérieures à l'autre pôle à travers des milliampèremètres (shuntés par de gros condensateurs pour ne pas gêner les claquages) (fig. 42).

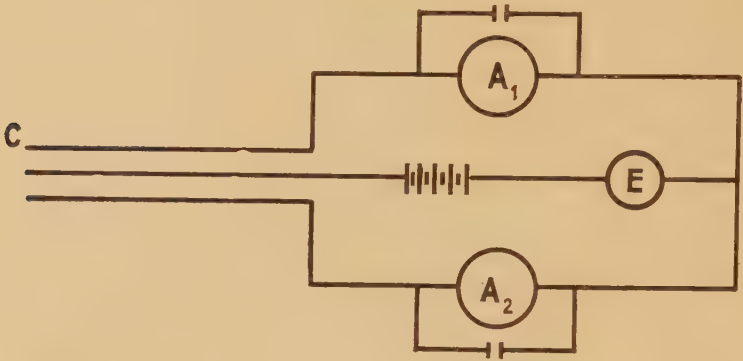


FIG. 42. — L'enregistreur E permet de situer les claquages dans le temps tandis que les milliampèremètres A_1 et A_2 indiquent s'ils se sont produits entre l'électrode centrale et la couche supérieure ou entre l'électrode centrale et la couche inférieure du condensateur plan C constitué par trois feuilles de papier métallisé superposées.

Au cours de l'expérience, chaque claquage était enregistré, nous indiquions sur la bande de l'enregistreur celui des milliampèremètres qui avait dévié et nous avons obtenu par exemple les résultats suivants :

Nombre de claquages total sur l'enregistreur	21
Nombre de déviations du milliampèremètre n° 1 seul	5
Nombre de déviations du milliampèremètre n° 2 seul	12
Nombre de déviations simultanées des 2 milliampèremètres	4

Sur les 21 claquages il y en a donc eu 4 de doubles, le percement d'une couche de papier ayant entraîné, par suite d'une ionisation locale ou d'un échauffement, le percement de l'autre couche diélectrique.

En noyant nos feuilles de papier métallisé sous huile, le pourcentage de claquages simultanés était plus faible mais il était encore sensible.

Les expériences précédentes nous ayant montré qu'effectivement des claquages étaient souvent groupés dans le temps et dans

l'espace, nous pensons que l'hypothèse que nous avons faite au début du 4^o) pour expliquer les rafales de claquages, était valable et nous concluons :

Lorsqu'un claquage se produit dans un condensateur au papier métallisé, il existe une certaine probabilité pour qu'un autre se produise dans un intervalle de temps très bref et à une distance très courte.

Cette probabilité varie d'ailleurs beaucoup avec les facteurs physiques (en particulier la température du fonctionnement du condensateur) et aussi avec les qualités des échantillons utilisés.

CHAPITRE VII

INFLUENCE DU NOMBRE DE CLAQUAGES SUR LES PROPRIÉTÉS D'UN CONDENSATEUR

1^o) Influence du nombre de claquages sur la résistance de fuites

A) Dans les expériences du chapitre I, lorsqu'aucun claquage n'intervenait, le courant pris par le condensateur sous tension constante diminuait rapidement pour atteindre finalement une valeur constante. On pouvait donc admettre en première approximation que le courant limite provenait uniquement des fuites, tandis que pendant la période variable entraînait également en ligne de compte une certaine absorption diélectrique réversible, d'ailleurs relativement faible dans les condensateurs étudiés.

Mais dans nos expériences actuelles, les phénomènes sont plus compliqués car les claquages se succédant rapidement, non seulement ils empêchent de distinguer le courant limite du courant d'absorption, mais encore ils sont susceptibles de les modifier tous les deux. Dans ces conditions pour obtenir des renseignements valables il devient indispensable de connaître à chaque instant le courant pris par le condensateur.

B) Le problème présentait quelques difficultés expérimentales du fait que le courant à mesurer, qui est très faible, ne peut être décelé que par un galvanomètre sensible, tandis que le courant de claquage extrêmement intense et se déclanchant brutalement risquait de mettre hors service ce galvanomètre.

Pour éviter cet inconvénient, nous nous sommes efforcés de séparer le courant permanent du courant de claquage et de les aiguiser vers deux appareils différents (fig. 43).

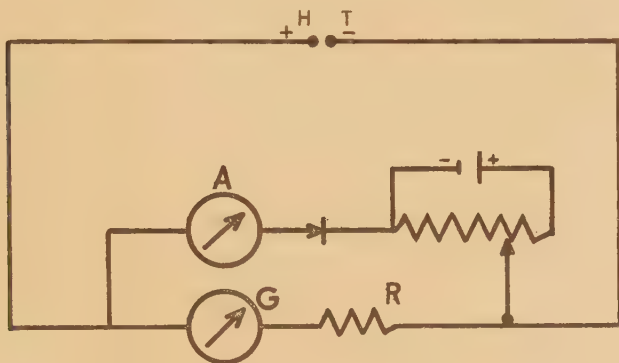


FIG. 43. — Ce dispositif était placé en série avec le circuit haute tension suivant la polarité indiquée. Lorsque l'intensité traversant le galvanomètre G devenait trop forte (au moment d'un claquage) la différence de potentiel aux bornes du circuit du milliampermètre A devenait supérieure à celle, fournie par la pile, qui bloquait le redresseur, et le galvanomètre G ainsi que la résistance R étaient court-circuités.

N. B. — Les signes de polarité de la pile sont inversés sur notre schéma.

Dans ce but, en série avec le galvanomètre G, nous avons disposé une résistance élevée R de l'ordre de 20 000 Ohms et l'ensemble était shunté par un redresseur monté en série avec un milliampermètre A. Comme redresseur nous avons choisi un détecteur « pour ondes très courtes » dont la caractéristique présentait une courbe très accentuée pour une tension de 0,05 Volt seulement, de sorte que pratiquement, il ne laissait rien passer au-dessous de 0,05 Volt et se comportait comme un court-circuit au-dessus de cette tension.

Dans ces conditions en dehors des périodes de claquage le faible courant permanent passait en entier dans le galvanomètre, la résistance R et le redresseur ne jouant sensiblement aucun rôle. Au contraire, à l'instant précis d'un claquage, le redresseur entraînait en fonction et dérivait dans le milliampermètre l'excès de courant ; on observait dans celui-ci une brusque secousse, tandis que le galvanomètre, protégé par la résistance R ne bougeait que de quelques pour cent à peine et reprenait rapidement sa déviation normale.

C) Ce dispositif nous a montré que, à chaque claquage la résistance de fuites prenait immédiatement une nouvelle valeur tantôt plus grande, tantôt plus petite que l'ancienne. Pour fixer les idées, voici dans une expérience les déviations observées au galvanomètre (capacité nominale : 0,1 μ F, tension de service : 250 V continus, tension appliquée : 700 V continus).

Temps en secondes	N° du claquage	Déviati on en mm
10 s	1	6
35 s	2	7
1 mn 5 s	3	7
1 mn 38 s	4	8
1 mn 50 s	5	10
2 mn 10 s	pas de claquages	11
2 mn 20 s	»	12
2 mn 35 s	»	13
2 mn 44 s	»	14
2 mn 50 s	»	15
2 mn 55 s	»	16
3 mn	»	18
3 mn 03 s	»	20
3 mn 05 s	6 (faible)	20
3 mn 12 s	pas de claquages	25
3 mn 30 s	»	30
3 mn 40 s	»	35
3 mn 45 s	7 (fort)	8
4 mn 05 s	8	6
5 mn 10 s	9	5
7 mn 40 s	10	4
10 mn 55 s	11	4
18 mn 25 s	12	4

Le premier exemple montre en fonction du temps, une résistance de fuites qui diminue progressivement pendant les 6 premiers claquages mais qui reprend brutalement sa valeur primitive après le septième.

Dans une autre expérience, nous avons placé un condensateur de même type sous une tension de 900 Volts, nettement plus élevée.

Voici nos résultats :

Temps	N° du claquage	Déviatiou en mm	Temps	N° du claquage	Déviatiou en mm
0 s	1		8 mn 40 s	41	95
10 s	2		8 mn 52 s	42	»
14 s	3		9 mn 05 s	43	»
15 s	4	25	9 mn 28 s	44	»
27 s	5	»	9 mn 45 s	45	90
35 s	6	23	9 mn 55 s	46	85
55 s	7	23	10 mn 50 s	47	83
59 s	8	»	11 mn	48	»
1 mn 07 s	9	»	11 mn 05 s	49	82
1 mn 28 s	10	24	11 mn 25 s	50	»
1 mn 32 s	11	»	11 mn 30 s	51 (fort)	78
1 mn 35 s	12	»	12 mn 05 s	52 (fort)	»
1 mn 41 s	13	»	12 mn 20 s	53	»
1 mn 55 s	14	»	13 mn	54	»
2 mn 18 s	15	»	13 mn 10 s	55 (fort)	75
2 mn 25 s	16	»	13 mn 20 s	56	73
2 mn 30 s	17	»	14 mn 15 s	57	»
2 mn 38 s	18	»	14 mn 40 s	58	70
2 mn 42 s	19	»	15 mn	59	73
2 mn 50 s	20	»	15 mn 10 s	60	70
3 mn 03 s	21	»	15 mn 34 s	61	71
3 mn 11 s	22	»	15 mn 37 s	62	»
3 mn 16 s	23	»	16 mn 20 s	63	73
3 mn 21 s	24	23	16 mn 30 s	64	72
3 mn 55 s	25	»	16 mn 40 s	65	75
4 mn 03 s	26	»	17 mn 20 s	66	69
4 mn 15 s	27	»	18 mn 05 s	67	70
5 mn 07 s	28	»	18 mn 15 s	68	71
5 mn 12 s	29	»	18 mn 50 s	69	69
5 mn 16 s	30	»	19 mn 50 s	70 (fort)	65
5 mn 24 s	31	»	20 mn 15 s	71	»
5 mn 27 s	32	»	22 mn 55 s	72	»
5 mn 40 s	33	»	23 mn 15 s	73	64
5 mn 42 s	34	63	24 mn	74	»
5 mn 55 s	sans claquage	55	24 mn 20 s	75 (fort)	65
6 mn 10 s	»	52	25 mn 40 s	76	63
6 mn 20 s	»	45	26 mn 40 s	77	»
6 mn 25 s	35	110	27 mn	78	»
6 mn 45 s	36	130	27 mn 18 s	79	»
7 mn	37	120	27 mn 33 s	80	62
7 mn 15 s	38	115	27 mn 43 s	81	»
7 mn 30 s	39	»	28 mn	82	63
8 mn 05 s	40	105	28 mn 55 s	83	»
8 mn 30 s	sans claquage	98			

Le deuxième exemple montre que les 33 premiers claquages n'ont aucune influence sur l'intensité du courant mais le 34^e et surtout le 35^e provoquent une forte augmentation de la conductance du condensateur, que les claquages suivants ramènent à une valeur meilleure (bien supérieure d'ailleurs à celle de départ) : partie de 920 mégohms, la résistance tombe brusquement à 170 mégohms, pour remonter progressivement et se fixer vers 370 mégohms.

D) Ces anomalies qui choquent un peu au début peuvent cependant s'expliquer sans grande difficulté : Au cours d'un claquage, un défaut est remplacé par une auréole démétallisée et l'expérience précédente nous montre simplement que la résistance de l'auréole n'est pas infinie, qu'elle peut être tantôt inférieure, tantôt supérieure à celle du défaut qu'elle remplace. Elle est inférieure quand un défaut franchement conducteur (rouille provenant des canalisations de l'usine à papier par exemple) est remplacé par une auréole bien démétallisée, mais elle peut devenir supérieure quand le défaut consistait seulement en une épaisseur trop faible de papier pur qui, auparavant, était absolument isolant et qui a claqué.

Essayons d'introduire le calcul, en supposant toutefois pour le faciliter, que toutes les auréoles ont la même conductibilité. Appelons n le nombre supposé très grand de points plus ou moins conducteurs et portons-le en abscisses, puis portons en ordonnées la conductance de chacun d'entre eux ; nous obtenons une courbe telle que A B (fig. 44).

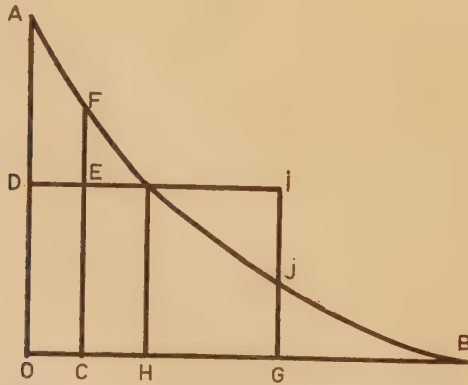


FIG. 44. — Graphique représentant la conductibilité des défauts en fonction de leur nombre. OD représente la conductibilité moyenne d'une auréole démétallisée.

Indiquons également en OD la conductance d'une auréole. Si nous appliquons au condensateur une tension déterminée U, le courant pris par chaque point conducteur est proportionnel à sa conductance ; le courant total est donc représenté par l'aire de la courbe O A B. Faisons maintenant claquer le condensateur en appliquant momentanément si c'est nécessaire une tension $U' > U$. Les premiers claquages font disparaître *les points les plus conducteurs* jusqu'à O C par exemple, en les remplaçant par des auréoles et si nous revenons à la tension primitive U, le courant total est maintenant égal à la surface O D E F B ; il a diminué. Continuons à faire claquer le condensateur : au bout d'un nombre suffisant de claquages, nous avons fait claquer tous les points entre O et G (avec $OG > OH$) et le courant est représenté par la surface : ODIJB ; il a augmenté.

Ainsi en fonction du nombre de claquages, s'il est suffisant, la conductance doit passer par un minimum, la résistance par un maximum.

Nous nous sommes aussi intéressés non plus à l'effet de chaque claquage individuellement, mais à la résistance d'isolement après de longues séries de claquages, en prenant soin de laisser reposer 15 heures le condensateur, puis en le maintenant sous tension constante (80 V continus) pendant une demi-heure pour éliminer l'effet de l'absorption diélectrique. Voici par exemple nos résultats pour un condensateur de 0,1 μ F, tension service 250 Volts continus :

A l'état initial	R = 80 000 M Ω
Après 100 claquages	R = 70 000 M Ω
Après 150 claquages	R = 60 000 M Ω
Après 300 claquages	R = 30 000 M Ω

On pourra nous objecter que nos expériences précédentes ne mettent pas en évidence le maximum de résistance prévu. C'est simplement parce que le papier sur lequel nous avons opéré avait subi en usine un préclaquage, c'est-à-dire qu'on avait soumis ses deux faces à une différence de potentiel égale à 150 % de la tension service prévue ; le but de ce préclaquage est d'éliminer le plus possible les points faibles susceptibles de claquer à la tension normale de service et de le faire proprement en fournissant une énergie suffisante pour démétalliser une auréole assez grande autour du point de claquage. Il a, comme autre conséquence heureuse, de faire bénéficier de ce maximum de résistance nos condensateurs au moment de leur fabrication.

Nous avons signalé toutes les précautions que nous avons prises lors de la mesure de nos résistances. Il nous faut encore signaler que cette résistance évolue avec le temps. Ainsi un de nos condensateurs qui présentait au départ une résistance d'isolement de 80 000 M Ω sous 80 Volts a vu celle-ci tomber à 16 000 M Ω après 200 cla-

quages à 700 Volts ; six heures après elle était remontée à 40 000 M Ω et vingt-quatre heures plus tard à 55.000 M Ω . Enfin un mois plus tard, on a trouvé 70 000 M Ω .

2^o) Variation de l'angle de pertes avec le nombre de claquages

Lorsque un condensateur au papier métallisé subit des claquages son angle de pertes augmente en général avec le nombre de ceux-ci. Voici, par exemple, quelques résultats que nous avons notés à la fréquence 50 :

Exemple I

N	0	50	100	150	200	
tg δ	0,0048	0,0053	0,0062	0,0065	0,0081	

Exemple II

N	0	50	100	150	200	250
tg δ	0,0049	0,0057	0,0065	0,0075	0,0085	0,0099

Exemple III

N	0	50	100	150	200	250	300
tg δ	0,0055	0,0059	0,0061	0,0066	0,0079	0,0080	0,0086

Toutefois, il convient de noter que cette augmentation de l'angle de pertes n'est bien souvent que temporaire : le seul fait de laisser le condensateur au repos en court-circuit provoque généralement une diminution de tangente δ .

Ainsi nous avons noté pour un condensateur :

Avant tout claquage	tg δ = 0,0058
Après 2 000 claquages à 900 V	tg δ = 0,048
Après deux heures de repos en court-circuit	tg δ = 0,042
Après quinze heures de repos en court-circuit	tg δ = 0,031
Après quarante huit heures de repos en court-circuit	tg δ = 0,020
Après quatre jours de repos en court-circuit	tg δ = 0,014
Après quinze jours de repos en court-circuit	tg δ = 0,0095

Les renseignements fournis par les mesures de la résistance de fuite et de l'angle de pertes sont donc concordants ; pendant les essais de claquage et immédiatement après, l'isolement du condensateur est défectueux, mais il s'améliore peu à peu par la suite. Ce n'est certainement pas à l'échauffement des points de claquage qu'il faut attribuer cette diminution de la résistance de fuites, car il suffit de quelques minutes pour que la température du condensateur redevenue uniforme. Il est beaucoup plus vraisemblable, puisque la durée du retour à l'état normal se compte par heures et même par jours, d'attribuer ce phénomène à la présence de particules ionisées, provenant soit de l'oxydation du zinc, soit de la carbonisation des fibres de cellulose. Ces ions, primitivement libres diffusent d'abord à travers la masse, puis pour la plupart se recombinaient peu à peu, ou sont adsorbés par le papier.

3^o) Influence du nombre de claquages sur la capacité

Quand dans un condensateur au papier métallisé un claquage se produit, il y a volatilisation d'une partie de la surface des armatures, donc une diminution de la capacité. Nous avons vu que la surface des auréoles démétallisées augmentait rapidement avec la tension, il faut donc s'attendre, pour un nombre de claquages donné à une diminution de capacité d'autant plus grande que la tension était plus élevée. Voici pour un condensateur de 0,1 μ F, la tension service 250 V continu, les diminutions de capacités correspondant à 50 claquages effectués successivement à différentes tensions :

à 660 V	900 pF
à 840 V	970 pF
à 900 V	1 160 pF
à 1000 V	1 290 pF

La surface des auréoles dépend essentiellement des qualités du papier métallisé et de la tension appliquée ; on conçoit alors que la diminution relative de capacité sera d'autant moins sensible que la capacité sera plus grande et que la tension des claquages sera plus basse. Ainsi, 200 claquages à 400 Volts appliqués à un condensateur de 0,1 μ F, tension de service 250 V continu, entraînent une variation de capacité inférieure à 1 %.

Voici au contraire, l'évolution de la capacité d'un condensateur qui a claqué sous l'application de grandes différences de potentiel :

Etat initial	C = 0,1042 μ F
Après 30 claquages à 900 V	C = 0,1028 μ F
» 50 claquages à 900 V	C = 0,1016 μ F
» 50 claquages à 700 V	C = 0,0994 μ F
» 50 claquages à 700 V	C = 0,0988 μ F
» 50 claquages à 800 V	C = 0,0968 μ F
» 50 claquages à 900 V	C = 0,0958 μ F
» 50 claquages à 900 V	C = 0,0933 μ F
» 50 claquages à 900 V	C n'est plus mesurable.

Ici, la résistance d'isolement étant encore très grande, la disparition de la capacité s'explique par la mise hors circuit d'une armature.

D'autres fois, ce sont des morceaux d'armature qui sont isolés par des volatilisations de métal et on assiste à une chute de capacité non plus régulière mais par paliers. Voici, par exemple, un autre condensateur fait pour servir sous 250 V continus :

Etat initial	C = 0,1039 μ F
Après 50 claquages à 650 V	C = 0,1027 μ F
» 50 » 750 V	C = 0,1018 μ F
» 50 « 850 V	C = 0,1005 μ F
» 50 » 900 V	C = 0,0993 μ F
» 50 « 900 V	C = 0,0983 μ F
» 50 » 950 V	C = 0,0970 μ F
» 50 « 950 V	C = 0,0960 μ F
» 50 » 800 V	C = 0,0955 μ F
» 50 « 900 V	C = 0,0949 μ F
» 50 » 950 V	C = 0,0784 μ F
» 50 » 1000 V	C = 0,0525 μ F
» 50 » 1050 V	C = 0,0163 μ F
» 50 » 1150 V	C = 0,0093 μ F
» 50 » 1150 V	C = 0,0090 μ F
» 50 » 1150 V	C = 0,... impossible à mesurer.

La résistance d'isolement reste toujours très grande, même quand la capacité n'est plus mesurable ; à de rares exceptions près, nous l'avons tout le temps trouvée supérieure à 300 M Ω .

CHAPITRE VIII

INFLUENCES DIVERSES

Avant de terminer cette étude, il nous faut examiner quelques phénomènes d'importance secondaire et préciser quelques points particuliers.

Influence de la résistance des armatures sur l'angle de pertes

La résistance relativement élevée de la pellicule métallique entraîne nécessairement en courant alternatif une diminution de la capacité et une augmentation de l'angle de pertes. Nous n'en avons pas tenu compte jusqu'ici et il convient maintenant de se demander dans quelle mesure nous en avons le droit. Traitons la question par le calcul.

Désignons par r et C la résistance et la capacité par unité de longueur (r est de l'ordre de 2×50 Ohms par mètre et C de 0,2 microfarad par mètre), par I et par U les valeurs maxima de l'intensité et de la tension à une distance x de l'origine, par ω la pulsation du courant. Quand x augmente de dx , la tension diminue de dU avec :

$$dU = - r I dx$$

tandis que l'intensité diminue de dI avec :

$$dI = - j C \omega U dx.$$

Pour résoudre ce système d'équations, nous dérivons la seconde puis nous y remplaçons dU/dx par sa valeur tirée de la première. Il vient :

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = - j C \omega \frac{dU}{dx} = j C r \omega I = k^2 I \quad \text{avec } k^2 = j C \omega r$$

et de même :

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = k^2 I$$

le nombre k qui est complexe est de la forme $k = a + j b$
 d'où : $k^2 = (a + j b)^2 = a^2 - b^2 + 2 j a b = j C r \omega$
 d'où : $a^2 - b^2 = 0$ $2 a b = C r \omega$ et $a = b = \sqrt{r C \omega / 2}$.

a) Pour un ruban indéfini on a :

$$I = I_0 \exp(-kx) \text{ que l'on écrit aussi : } I = I_0 \exp(-ax) \cos(\omega t - bx)$$

$$\text{d'où une vitesse de propagation : } V = \sqrt{2 \omega / r C}$$

$$\text{et une longueur d'onde } \lambda = 2 \pi \sqrt{2 / C r \omega},$$

Dans le cas qui nous occupe, cette vitesse de propagation est relativement faible.

Si l'on choisit par exemple $\omega = 10^4$ $r = 100$ $C = 2 \cdot 10^{-7}$
 il vient : $V = 30 \text{ km/s}$ et $\lambda = 20 \text{ m}$.

b) Mais pour un ruban de longueur 1 on a :

$$I = A \exp(kx) + B \exp(-kx)$$

qui est égal à 0 pour $x = 1$ et à I_0 pour $x = 0$.

$$\frac{dI}{dx} = A k \exp(kx) - B k \exp(-kx)$$

$$U = M \exp(kx) + N \exp(-kx) \text{ qui est égal à } U_0 \text{ pour } x = 0.$$

$$\frac{dU}{dx} = M k \exp(kx) - N k \exp(-kx) \text{ qui est nul pour } x = 1.$$

D'où l'on tire :

$$A \exp(kl) + B \exp(-kl) = 0 ; M \exp(kl) - N \exp(-kl) = 0 ;$$

$$A + B = I_0 ; M + N = U_0 ;$$

ou :

$$B/A = -\exp(2kl) ; N/M = \exp(2kl) ; A + B = I_0 ; M + N = U_0 ;$$

ou encore :

$$A = \frac{I_0}{1 - \exp(2kl)} ; B = \frac{I_0 \exp(2kl)}{1 - \exp(2kl)} ; M = \frac{U_0}{1 + \exp(2kl)} ; N = \frac{U_0 \exp(2kl)}{1 + \exp(2kl)}$$

$$\text{Par ailleurs, pour } x = 0, \text{ on a } \frac{dI}{dx} = -j C \omega U,$$

$$\text{d'où : } Ak - Bk = -j C \omega U_0 ; \text{ ou : } k I_0 \frac{1 + \exp(2kl)}{1 - \exp(2kl)} = -j C \omega U_0$$

et comme $k = \sqrt{jCr\omega}$ en le remplaçant par sa valeur dans cette dernière formule (y compris dans l'exponentielle) on obtient facilement la phase et l'angle de pertes au départ.

On voit que cet angle de pertes est d'autant plus important que la longueur l est plus grande. Pour une longueur de ruban de un mètre, ce qui correspond à une capacité de $0,2 \mu F$ environ, la résistance ohmique entraînerait, à la fréquence 50 une augmentation de l'angle de pertes égale à $0,04$. Nous voyons donc la nécessité de multiplier les arrivées de courant sur un tel condensateur, d'où la technique du shoopage ; elle consiste à amener le courant par toute la longueur du rouleau bobiné en projetant du métal sur les deux faces de la bobine.

Influence de la fréquence sur l'angle de pertes

Nous n'avons pas étudié directement cette fréquence, mais nous savions que, en ce qui concerne l'effet Debye, faire croître la fréquence est équivalent à abaisser la température et, par ailleurs nous avons déjà montré que le refroidissement de nos condensateurs entraînait à la fréquence 50 une augmentation de l'angle de pertes et une diminution de la capacité. Nous retrouverions donc les mêmes effets si, à température constante, nous faisons croître la fréquence. Toutefois, si nous exagérons la fréquence ou si le condensateur n'était pas shoopé, les pertes augmenteraient plus vite que l'effet prévu, car, à l'effet Debye, s'ajouterait comme nous venons de le voir, les pertes dues au fait que la couche métallique est nettement résistante.

Influence de la température sur la fréquence des claquages

Nous avons vu au Chapitre Premier que, pour des tensions relativement faibles, la température agit sensiblement de la même manière sur les condensateurs au papier métallisé et sur les condensateurs classiques au papier ordinaire. Il ne faudrait cependant pas généraliser ce résultat pour des tensions quelconques, ainsi que nous allons le montrer. Rappelons que si à température constante, nous exposons un condensateur au papier métallisé à une tension assez élevée, on enregistre des claquages et leur nombre par unité de temps est toujours une fonction décroissante du temps. Or nous avons refroidi énergiquement un de nos condensateurs, nous l'avons soumis à une tension élevée (800 Volts) et nous avons laissé sa température remonter. Nous avons alors constaté que le nombre de claquages par unité de temps augmentait en même temps ; il passait par un maximum, qui était plus ou moins accentué suivant que la remontée de température avait été plus ou moins rapide, et ensuite il diminuait normalement en fonction du temps lorsque la température deve-

naît constante. Cette relation entre le nombre de claquages et la température est difficile à préciser : vue l'hétérogénéité de nos échantillons, il faudrait un très grand nombre de résultats pour donner des chiffres valables ; mais l'expérience précédente montre sans équivoque que la température accroît le nombre de claquages. Il y a plusieurs raisons à cela. La première est que la rigidité diélectrique diminue quand la température augmente. D'autre part, dans notre papier métallisé, la plupart de nos claquages ont une origine thermique : un point médiocrement conducteur s'échauffe par effet Joule sous l'effet du courant qui le parcourt et comme le courant de fuite dans un diélectrique est une fonction exponentielle croissante de la température, plus un tel défaut s'échauffe, plus il laisse passer le courant. L'énergie dissipée par effet Joule devient ainsi de plus en plus grande jusqu'au moment où elle est suffisante pour claquer le diélectrique au point conducteur et vaporiser le métal autour du défaut. En diminuant fortement le courant de fuites, un refroidissement pourra donc empêcher que de tels claquages se produisent. D'autre part nous avons vu qu'autour de certains défauts, la température pouvait s'élever l'échauffement atteignant une certaine valeur θ . Si nous appelons T la température du condensateur et que $T + \theta$ soit inférieur à la température de vaporisation du zinc rien ne se produit. Mais si nous élevons T d'une quantité suffisante pour que $T + \theta$ soit supérieur au point de vaporisation du métal, il y a claquage. En pratique d'ailleurs, il suffit souvent d'une élévation de T beaucoup plus petite car la résistance électrique du défaut décroît rapidement et l'afflux d'énergie Joule provoque alors l'explosion.

Influence du temps sur les pertes

Nous avons déjà signalé l'influence des longues périodes de repos, bénéfiques en général par leur action sur l'angle de pertes et sur la résistance d'isolement ; or pendant ces périodes, on laissait reposer nos condensateurs avec leurs armatures en court-circuit.

Si nous ne prenions pas cette précaution, ou mieux, si nous appliquions un champ électrique, même faible devant celui correspondant aux claquages (80 Volts continus par exemple), il arrivait que la résistance d'isolement diminuait au lieu d'augmenter. Ceci peut s'expliquer ainsi : les particules ionisées provenant de l'oxydation du zinc ou de la carbonisation des fibres s'orientent et forment des chaînes conductrices. Il suffisait parfois de supprimer le champ électrique pour que ces ions recouvrent leur liberté de se recombinaison ou d'être adsorbés par le papier et, au bout de quelques heures de repos en court-circuit, on trouvait parfois une résistance d'isolement plus élevée.

R É S U M É

Notre étude du papier métallisé, soit bobiné sous forme de condensateurs, soit utilisé en bande, nous a amenés aux conclusions suivantes :

1^o) Le papier métallisé présente sensiblement les mêmes propriétés diélectriques que le papier ordinaire ; par exemple, pour tous les deux, la résistance d'isolement varie exponentiellement avec l'inverse de la température absolue. Toutefois, le courant continu de fuites croît, pour le papier métallisé, exponentiellement avec la tension (même en l'absence de claquages). Nous avons observé l'effet Maxwell comme dans le papier ordinaire, mais si l'effet Debye est maximum pour la même température, pour une fréquence donnée, il correspond à une répartition beaucoup plus large des temps de relaxation. Enfin, nous avons mesuré la constante diélectrique des fibres de notre cellulose que nous avons trouvé égale à 6,2.

2^o) L'étude aux rayons X montre que les cristallites de zinc sont orientés avec le plan (0,0 . 1) parallèle au papier. L'oxydation qui peut devenir importante au point d'altérer l'aspect des couches est responsable des variations en fonction du temps de la résistance électrique de la couche métallique. Mais, aux épaisseurs qui nous intéressent, les propriétés conductrices du point de vue électrique sont les mêmes que celles du métal massif. Nous avons aussi recoupé, par une méthode de compleximétrie, le dosage du zinc utilisé traditionnellement : l'accord a été excellent.

3^o) Nous avons essayé de chiffrer les différents facteurs qui influent sur le claquage : ainsi lorsqu'un défaut a un très petit rayon, il claque immédiatement, tandis qu'il met un certain temps à atteindre une température de claquage s'il est de dimension plus importante. Il peut même s'établir un régime d'équilibre instable qui serait détruit si un autre claquage survenait à proximité.

4^o) L'allure de l'auréole démétallisée au cours d'un claquage varie avec la polarité de l'électrode, la présence d'air ou d'huile. Dans des conditions identiques, la surface démétallisée croît rapidement avec la tension ; et à tension constante, elle est proportionnelle à la quantité d'électricité qui a traversé le défaut. Enfin, pour un condensateur, le nombre de claquages par seconde est une fonction exponentielle de la tension.

5^o) L'énergie utilisée pour la vaporisation du zinc n'est qu'une faible partie de celle absorbée dans un claquage. Nous pensons aussi qu'il existe, outre la force d'explosion, une force d'origine ionique, qui s'exerce pendant la volatilisation de notre métal.

6^o) Dans un condensateur, les claquages ne se font pas absolument au hasard ; dans un certain nombre de cas, un claquage en provoque un autre, peu de temps après et dans son voisinage immédiat. Ceci tient à la présence de points faibles en équilibre instable et à la conduction calorifique de nos couches.

7^o) La résistance de fuites et l'angle de pertes peuvent varier brutalement après un claquage, soit en augmentant, soit en diminuant ; quelques heures de repos tendent, en général, à les rapprocher de leur valeur primitive. La capacité ne varie guère, même après de nombreux claquages, si ceux-ci se produisent à tension normale. Par contre, elle diminue sensiblement si l'essai est fait à tension exagérée. Un abaissement de température diminue le nombre de claquages par seconde.

8^o) La résistance ohmique de la couche métallique interdit l'emploi de nos condensateurs au papier métallisé à fréquence élevée ; on remédie en partie à ce défaut en multipliant les arrivées de courant (shoopage).

Les conclusions précédentes ne s'appliquent strictement qu'au papier que nous avons utilisé, et il est possible qu'en modifiant le procédé de métallisation, on puisse aboutir à des résultats quelque peu différents. Nous pensons toutefois avoir attiré l'attention sur les points les plus intéressants et sommes persuadés que nos méthodes de mesures pourront être utilisées pour des recherches ultérieures

BIBLIOGRAPHIE

- [1] AZIZ A. and SCOTT G.-D. — *Canarian Journ. of Phys.*, 35, 7, 1957.
- [2] BURGERS VAN AMSTEL. — *Physica*, 1936, 3, 1037.
- [3] CARSLAW H.-S. and JAEGER J.-C. — *Conduction of heat in solids*, 1959, (Clarendon Press).
- [4] CHARLES B. — Cours polycopié du certificat de Probabilités, 1960.
- [5] DAVID J.-P. — (Thèse) *Publications scientifiques de l'Université d'Alger*, série B, 1959, 5, N° 2.
- [6] DUMMER G.-W.-A. — *Condensateurs fixes*, 1959 (Sofradel, Ed.).
- [7] ELSNER H. — *Bull. Schweiz. Elek. Ver.*, 1952, 443 E, N° 9, 721.
- [8] EVENSON R.-K. — *Bell laboratories Record*, 1951, N° 2, 56.
- [9] FABRY C. — *Propagation de la chaleur*, 1942 (Armand Colin, Ed.).
- [10] FELDMAN C. — *Thèse d'Université*, 1952, Paris.
- [11] FINCH G.-I. and QUARREL A.-G. — *Proc. Phys. Soc.*, 1934, 46, 148.
- [12] FISHER J.-H. — *Electronics*, 1950, 10, N° 10, 122.
- [13] FLASCHKA H.-A. — *Edta titrations*, 1959 (Pergamon Press).
- [14] FOOTE N.-M. — *Ind. and Eng. Chem.*, 1939, 12, 1642.
- [15] FRANCE R.-W. — *I.R.E. Trans. comp. Parts*, 1960, 7, 3, 106.
- [16] FUJIKI Y. — *J. Soc. Phys. Jap.*, 1959, 14, n° 10, 1308.
- [17] GODLEY P. and BALSBAUGH J.-C. — *Electronics*, 1947, 4.
- [18] GRANIER J. — *Les diélectriques*, 1948 (Dunod, Ed.).
- [19] GRANIER J. — *Les diélectriques*, partie du cours du certificat de Physique Appliquée, 1957.
- [20] GUTHMAN R. — *Elektrotech. Zeit. A*, 1954, 1, 11.
- [21] HEHENKAMP Th. — *Revue technique Philips*, 1959, 20, n° 6, 171.
- [22] HOCHHÄUSLER P. — *Elektrotech. Z. B.*, 1960, 12, N° 12, 292.
- [23] HUBERT F. and HAAS W. — *Proc. I.R.E.*, 1960, 48, 8, 1482.
- [24] HURAUX C. — 86^e Congrès National des Sociétés Savantes, mars 1961, Communication (en cours d'impression).
- [25] JAMIN. — *Cours de Physique*, tome I, 1881 (Gauthiers-Villars, Ed.).
- [26] KENZO TANAKA and HATSJIRO HASHIMOTO. — *X-rays. Japan*, 1950, 6, 1.

- [27] KOHLER A. — *Onde électrique*, 1956, **36**, 355, 10.
 - [28] KOICHI KUDO. — *Reports of elect. Commun. lab.* (Japon), 1954, **6**, 2, 1.
 - [29] LICHTENBERGER. — *Novi Comment. Soc. Reg. Goetting*, 1777, **8**, p. 168.
 - [30] LINDERGAARD-ANDERSEN. — *Acta Metallurgica*, 1958, **6**, 306.
 - [31] MAC LEAN D.-A. — *Proc. Int. Rad. Eng.*, 1950, **38**, 101.
 - [32] MASAACKI KATAGIRI and MITSUO ISHIDA. — *Reports of Electric. Communic. Labor. NTT* (Japon), 1954, **6**, 2.
 - [33] MAYEUR J.-P. — *Onde Electrique*, 1957, **36**, 3.
 - [34] NIFONTOFF N. — *C. R.*, **237**, 1953, 2, 24.
 - [35] NIFONTOFF N. — *C. R.*, 1954, 1, 1201.
 - [36] PETERSON R.-J. — *Journal Brit. I.R.E.*, 1958, **3**, 176.
 - [37] PITTS J.-P. — *Proc. Inst. electr. Engrs. Part A*, 1959, **106**, 29, 397.
 - [38] RAETHER. — *Journ. de Phys. et le Rad.*, 1950, **11**, 11.
 - [39] RIBAUD G. — *Mémorial des Sciences Physiques*, Fascicule 65, 1960.
 - [40] ROYER. — *Bull. Soc. Fr. Minéralogie*, 1928, **51**, 7.
 - [41] SIDDAL G. and SMITH. — *Journ. of Appl. Phys.*, 1959, **10**, 1.
 - [42] STRAB H. — *Elektrotech. Z.*, Août 1949, 287.
 - [43] STRAB H. — *Elektrotechniker (Wuppertal)*, 1950, **2**, 10.
 - [44] STRAB H. — *V. D. Elek. Fachberichte*, 1956, 11.
 - [45] STRAB H. — *Elektrotech. u. Masch. Bau.*, 1959, **76**, 5, 103.
 - [46] SWANN J.-W. — *Proc. Roy. Soc.*, 1897, **62**, 38.
 - [47] THOMAS. — *Nature*, 1945, **156**, 451.
 - [48] VAISMAN L.-M. — *Zh. tekh. Fiz.*, 1958, **28**, n° 8, 1696.
 - [49] VODAR B. et MOSTOVETCH N. — *C. R.*, 1950, 2, 2008.
 - [50] WEAVER C. and HILL R.-M. — *Phil. Mag.*, 1959, **4**, 46, 1107.
 - [51] WEEKS J.-R. — *Proc. Int. Rad. Eng.*, 1950, **38**, 1015.
 - [52] WEHE H.-G. — *Bell laboratories Record*, 1949, **27**, N° 9.
 - [53] WHITEHEAD S. — *Dielectric breakdown of solids*, 1951 (Clarendon, Ed.).
-

TABLE DES MATIÈRES

Avant-Propos	9
Introduction	11
CHAPITRE PREMIER	
Le papier	15
CHAPITRE II	
Le métal	43
CHAPITRE III	
Etude théorique et méthodes d'observation	55
CHAPITRE IV	
Etude de la surface démétallisée. Influence de la tension	71
CHAPITRE V	
Bilan d'un claquage	90
CHAPITRE VI	
Influence du temps sur le nombre de claquages	99
CHAPITRE VII	
Influence du nombre de claquages sur les propriétés d'un condensateur...	112
CHAPITRE VIII	
Influences diverses	121
Résumé	125
Bibliographie	127

DEUXIÈME THÈSE :

DOUBLE BOUCLE DANS LE CYCLE D'HYSTÉRÉSIS DIÉLECTRIQUE
DU TITANATE DE BARYUM

Vu et approuvé :

Montpellier, le 21 mai 1962.

Le Doyen

de la Faculté des Sciences de Montpellier :

B. CHARLES.

Vu et permis d'imprimer :

Montpellier, le 22 mai 1962.

Le Recteur

de l'Académie de Montpellier :

G. RICHARD.

